



**FRIEDRICH-SCHILLER-
UNIVERSITÄT
JENA**

Ausarbeitung zum Versuch

Mößbauer Spektroskopie

Martin Beyer und Vanessa Huth

Abgabe: 14. Januar 2020

Betreuer: Dr. Udo Reislöhner

Bewertung und Ausarbeitung:

Protokollführung und Form:

Ergebnisse, Auswertung und Interpretation:

Bemerkungen und Hinweise des Betreuers:

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	3
1.1	Abschätzung einer oberen Strahlendosis	3
1.2	Messung des Energiespektrums der ^{57}Co -Quelle	3
1.3	Einstellung des Energiefensters auf die 14,4 keV-Linie	3
1.4	Messung und Auswertung von Mößbauerspektren	3
2	Grundlagen	4
2.1	Mößbauerspektroskopie	4
2.1.1	Der γ -Zerfall des Kerns und Rückstoßenergieverlust	4
2.1.2	Natürliche Linienbreite	4
2.1.3	Der Mößbauereffekt	4
2.1.4	Mößbauer-Apparatur	5
2.1.5	Debye-Waller-Faktor	5
2.1.6	Mößbauerquellen	5
2.1.7	Hyperfeinwechselwirkung	6
2.1.8	Isomerieverschiebung	7
2.1.9	Elektrische Quadropulaufspaltung	7
2.2	Nachweis von γ -Strahlung	7
2.2.1	Photoeffekt	8
2.2.2	Comptoneffekt	8
2.2.3	Szintillationsdetektor	8
2.3	γ -Spektrum	8
3	Messapparatur und Versuchsdurchführung	9
3.1	Messung des Energiespektrums der ^{57}Co -Quelle	9
3.2	Einstellung des Energiefensters auf die 14,4 keV Linie	10
3.3	Messung und Auswertung von Mößbauerspektren	11
4	Ergebnisse und Diskussion	12
4.1	Abschätzung einer oberen Strahlendosis	12
4.2	Messung des Energiespektrums der ^{57}Co -Quelle	12
4.2.1	Aufnahme verschiedener Energiespektren	12
4.2.2	Identifizierung der 14,4 keV Linie	12
4.3	Auswertung der Mößbauerspektren	13
4.3.1	Spektrum von Eisen	13
4.3.2	Spektrum von Edelstahl	17
4.3.3	Spektrum von Eisensulfat	18
5	Zusammenfassung	19

1 Aufgabenstellung

1.1 Abschätzung einer oberen Strahlendosis

Aufgabe 1

Abschätzung der oberen Grenze der zusätzlichen Äquivalenzdosis einer ^{60}Co -Quelle die ohne Abschirmung 12 Stunden lang in einem Meter Abstand steht. Das Ergebnis wird mit der durchschnittlichen Strahlenbelastung eines Bürgers verglichen.

1.2 Messung des Energiespektrums der ^{57}Co -Quelle

Aufgabe 2a

Es wird das Energiespektrum der ^{57}Co -Quelle aufgenommen, mit dem Oszilloskop das Ausgangssignal des Verstärkers gemessen und der Zusammenhang mit dem Energiespektrum hergestellt. Die Verstärkung wird variiert.

Aufgabe 2b

Mithilfe verschiedener Strahler wird eine Energiekalibrierung durchgeführt und die 14,4 keV-Linie identifiziert.

1.3 Einstellung des Energiefensters auf die 14,4 keV-Linie

Aufgabe 3a

Das Fenster des Einkanal-Diskriminators wird auf die Resonanzabsorptionslinie eingestellt, indem das Energiesignal mit dem Ausgangssignal des *SCA* (*Single channel Scaling*) getriggert wird.

Aufgabe 3b

Mithilfe des Vielkanalanalysators wird durch die Triggerung des ADC über den Gate-Eingang kann die Wirkung der Fenstereinstellung am *SCA* direkt am Vielkanalanalysator beobachtet werden. Gegebenenfalls wird die Fenstereinstellung nachjustiert und der eingestellte Bereich im Energiespektrum skizziert.

1.4 Messung und Auswertung von Mößbauerspektren

Aufgabe 4a

Das Mößbauerspektrum von natürlichem Eisen wird gemessen und erklärt. Dabei wird folgendes bestimmt:

- Energieaufspaltung ΔE_g im Grundzustand und ΔE_a im angeregten Zustand und Vergleich mit der Energie der γ -Quanten
- Betrag des B -Feldes am Ort der ^{57}Fe -Kerne
- das magnetische Moment des ersten angeregten Zustands
- die Isomerieverschiebung bezüglich der Quelle
- die Linienbreite für große und kleine Geschwindigkeiten

Aufgabe 4b

Das Mößbauerspektrum von Edelstahl wird gemessen und diskutiert (Linienzahl, Isomerieverschiebung, Linienbreite).

Aufgabe 4c

Das Mößbauerspektrum von Eisensulfat wird gemessen und diskutiert (Linienzahl, Energieaufspaltung, Isomerieverschiebung, Linienbreite).

2 Grundlagen

2.1 Mößbauerspektroskopie

2.1.1 Der γ -Zerfall des Kerns und Rückstoßenergieverlust

Atomkerne besitzen diskrete Energieniveaus. Beim Übergang von einem höheren zu einem niedrigeren Energieniveau kommt es häufig zur Emission von γ -Strahlung. Dabei gilt Energie-, Drehimpuls- und Paritätserhaltung. Wird ein γ -Quant emittiert, wird dem emittierenden Kern dabei ein Rückstoß erteilt. So erhält das Quant nicht die gesamte Anregungsenergie.

Für ein einatomiges Gas im thermischen Gleichgewicht gilt für die Energie des angeregten Atomkerns vor der Emission:

$$E_{\text{vor}} = E_a + \frac{\vec{p}^2}{2M}, \quad (2.1)$$

wobei $\vec{p} = M\vec{v}$ der Impuls und M die Masse des Atoms ist.

Der Impuls ist aufgrund der Impulserhaltung nach der Emission um den Impuls des γ -Quants $\hbar\vec{k}$ reduziert. Außerdem muss hier die Energie im Grundzustand E_g verwendet werden. Nach der Emission beläuft sich die Energie des Atomkerns also auf

$$E_{\text{nach}} = E_g + \frac{(\vec{p} - \hbar\vec{k})^2}{2M}. \quad (2.2)$$

Somit ergibt sich die Energiedifferenz und damit die Energie des emittierten Quants zu:

$$E_{\text{vor}} - E_{\text{nach}} = \hbar\omega = \hbar\omega_0 + \hbar(\vec{k} \cdot \vec{v}) - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2M}. \quad (2.3)$$

2.1.2 Natürliche Linienbreite

Aufgrund der Unschärferelation muss es eine Energieunschärfe der γ -Quanten geben. Bei genauerer Betrachtung wird ersichtlich, dass das Frequenzspektrum der emittierten γ -Strahlung eine Lorentz-Verteilung um die Frequenz ω_0 mit der Halbwertsbreite $\frac{\Gamma}{\hbar}$ ist. Es gilt

$$I(\omega) = \frac{I_0}{1 + [(\omega - \omega_0)2\hbar/\Gamma]^2} \quad (2.4)$$

wobei $I(\omega)$ die Intensität der Strahlung mit der Frequenz ω angibt. Γ ist die sogenannte natürliche Linienbreite und gibt die Energieunschärfe an. Für sie gilt:

$$\Gamma = \hbar/\tau_N \quad (2.5)$$

mit τ_N der mittleren Lebensdauer des Kernzustands.

2.1.3 Der Mößbauereffekt

Ein γ -Quant kann beim Auftreffen auf einen Atomkern nur absorbiert werden, wenn die Energie des Quants gerade der Anregungsenergie eines Kernniveaus entspricht.

Der naheliegende Gedanke, dies sei immer gegeben, wenn Emission und Absorption am gleichen Kernübergang erfolgen, ist aufgrund des in 2.1.1 beschriebenen Effekts jedoch falsch. Außerdem wird beim Absorbieren aus Impulserhaltungsgründen ein Teil der Energie des Quants in kinetische Energie des Kerns umgewandelt.

Ein γ -Quant kann also bei der Verwendung von Atomen der gleichen Sorte zur Emission und Absorption nur absorbiert werden, wenn beide Vorgänge unverschoben erfolgen, also beidenefalls eine Energieverschiebung vermieden wird. Dies kann durch den Einbau der Atome in ein Kristallgitter gewährleistet werden. In diesem Fall wird bei einem Teil der Emissionen der Rückstoß auf den gesamten Kristall übertragen, womit aufgrund dessen viel größerer Masse praktisch keine Energieübertragung verbunden ist. Dann gilt unter Verwendung von (2.3)

$$\hbar\omega = \lim_{M \rightarrow \infty} \left(\hbar\omega_0 + \hbar(\vec{k} \cdot \vec{v}) - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2M} \right) = \hbar\omega_0 + \hbar(\vec{k} \cdot \vec{v}). \quad (2.6)$$

2.1.4 Mößbauer-Apparatur

Der prinzipielle Aufbau der Mößbauer-Apparatur ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die grundsätzlichen Bestandteile der Apparatur sind die radioaktive Quelle, welche bewegt werden kann, ein Absorber und ein Detektor. Es werden zwei unterschiedliche Aufbauarten unterschieden: die Transmissionsgeometrie, in welcher ein Minimum des Signals bei der Geschwindigkeit wo Resonanzabsorption auftritt, festgestellt wird und eine Streugeometrie, bei welcher die Fluoreszenzstrahlung nachgewiesen wird.

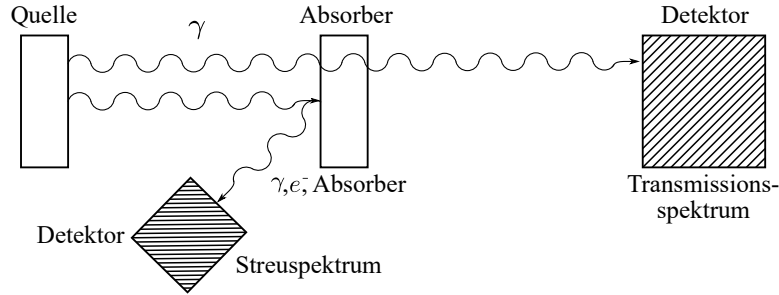


Abbildung 2.1: Aufbau der Mößbauer-Apparatur nach [1] S.58 (eigene Abbildung).

2.1.5 Debye-Waller-Faktor

Der DEBYE-WALLER-Faktor (DWF) ist der Anteil der unverschobenen γ -Emissionen zu allen γ -Emissionen. Er lässt sich auf

$$f(T) = \exp \left(-\frac{\hbar k^2}{6MN} \int_0^\infty \frac{Z(\Omega)}{\Omega} \left[1 + \frac{2}{\exp(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}) - 1} \right] d\Omega \right) \quad (2.7)$$

bestimmen, wobei $Z(\Omega)$ die Phononenzustandsdichte beschreibt. Für tiefe Temperaturen im Rahmen des DEBYE-Modell ergibt sich

$$f_D(T) = \exp \left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2M} \frac{3}{2k_B \Theta} \left[1 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\Theta} \right)^2 \right] \right). \quad (2.8)$$

Der DWF ist temperaturabhängig und zeigt ein Maximum bei $T = 0$. Auch beim absoluten Nullpunkt gilt $f < 1$ aufgrund der Nullpunktschwingung. Allgemein sollte die Temperatur nicht zu groß werden und die DEBYETemperatur Θ nicht überschreiten.

Mit wachsender Rückstoßenergie $\hbar^2 k^2 / 2M$ wird der DWF kleiner. Aufgrund des Zusammenhangs $\hbar k = E_\gamma / c$, bedeutet das direkt, dass auch für größere E_γ der DWF kleiner wird. Um also einen für den Mößbauereffekt bedeutsamen großen DEBYE-WALLER-Faktor zu erhalten, ist es wichtig, dass die γ -Energie nicht zu groß wird.

2.1.6 Mößbauerquellen

Da die Absorption im Allgemeinen nur durch einen Kern im Grundzustand erfolgen wird, können nur Emissionsübergänge, die zum Grundzustand führen verwendet werden. Der DEBYE-WALLER-Faktor des als Quelle verwendeten Stoffes darf nicht zu klein sein. Aufgrund von (2.8) sind dafür eine nicht zu große γ -Energie, hohe DEBYE-Temperatur und große Atommasse günstig. Um eine nicht zu große Linienbreite zu erhalten und damit eine zu schlechte Energieauflösung zu vermeiden, darf die Lebensdauer des entsprechenden Mößbauerniveaus nicht zu kurz sein. Außerdem sollten die Eigenschaften des Mutterisotops (Lebensdauer, chemische und metallurgische Eigenschaften usw.) und die Herstellungsmöglichkeiten des Isotops günstig sein.

Zerfallsschema ^{57}Co In Abbildung 2.2 ist das Zerfallsschema von ^{57}Co dargestellt. ^{57}Co zerfällt überwiegend über den Einfang eines Elektrons aus der K-Schale der Atomhülle in den angeregten Zustand $I = 3/2$ des ^{57}Fe . Dabei entsteht ein Loch in der K-Schale, welches durch ein Elektron aus einer höheren Schale unter Emission von 6,4 keV Röntgenstrahlung wieder aufgefüllt wird. Das angeregte ^{57}Fe geht dann unter γ -Emission bzw. innerer Konversion in den Grundzustand $I = 1/2$ über.

Das im Versuch verwendete $^{57}\text{Co} - ^{57}\text{Fe}$ eignet sich aufgrund mehrerer Eigenschaften als Mößbauerquelle: Mit 270 Tagen ist die Halbwertszeit des Mutterisotops ausreichend lang um ein zu häufiges Wechseln zu vermeiden, die Lebensdauer des Mößbauerniveaus von $t_{1/2} = 98 \text{ ns}$ ermöglicht eine ausreichende Energieauflösung und die Energie von 14,4 eV ist hinreichend klein, um auch bei Zimmertemperatur einen hohen DEBYE-WALLER-Faktor zu gewährleisten.

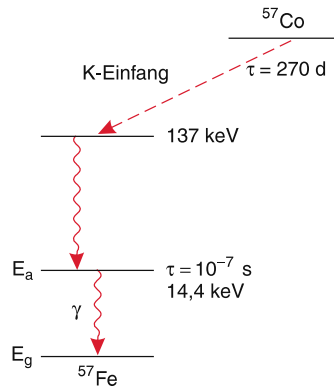


Abbildung 2.2: Zerfallsschema ^{57}Co aus [4] S. 416

2.1.7 Hyperfeinwechselwirkung

Hyperfeinwechselwirkung ist die Wechselwirkung des Kerns mit elektrischen oder magnetischen Feldern, die im Festkörper von Elektronen oder Atomrümpfen in der Umgebung des Kerns hervorgerufen oder auch extern angelegt werden.

Magnetische Wechselwirkung Bei magnetischer Wechselwirkung ergibt sich eine Wechselwirkungsenergie bzw. Zusatzenergie

$$E_{\text{magn}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (2.9)$$

wobei $\vec{\mu}$ das magnetische Kerndipolmoment und \vec{B} die magnetische Flussdichte am Kernort ist, die zu einer zeitlichen Veränderung des Kernspins und der Aufhebung der energetischen M-Entartung der Kernniveaus führt:

Aufgrund von (2.9) hängt E_{magn} vom Winkel zwischen \vec{B} und $\vec{\mu}$ ab. Wegen der quantenmechanischen Richtungsquantelung des Drehimpulses und sich damit ergebenden bestimmten Einstellungsmöglichkeiten von $\vec{\mu}$, folgt eine äquidistante Aufspaltung zwischen benachbarten M-Zuständen. Denn es gilt (wenn die z -Achse parallel zum \vec{B} -Feld)

$$E_{\text{magn}} = -\gamma B \hbar M \quad (2.10)$$

$$= -\frac{\mu}{I} B M \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{\mu}{\hbar I}. \quad (2.11)$$

Die Aufspaltung von angeregtem und Grundzustand ergibt sich nun zu

$$\Delta E = -\frac{\mu}{I} B, \quad (2.12)$$

da zwischen benachbarten Zuständen $\Delta M = 1$ gilt. Für ^{57}Fe können experimentell die sechs für M1-Strahlung erlaubten Übergänge (siehe dazu das Termschema von Eisen in Abbildung 4.4

auf Seite 14) zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand beobachtet werden. Für die Übergangsenergien gilt:

$$\hbar\omega(M_a \rightarrow M_g) = \left(E_a - \frac{\mu_a}{I_a} M_a B\right) - \left(E_g - \frac{\mu_g}{I_g} M_g B\right) = \hbar\omega_0 - \left(\frac{\mu_a}{I_a} M_a - \frac{\mu_g}{I_g} M_g\right) B. \quad (2.13)$$

Linienintensität Je nach Magnetisierung der untersuchten Probe ergibt sich eine unterschiedliche Intensität der beobachteten Mößbauerlinien. Bei einer statistischen Verteilung des \vec{B} -Feldes lässt sich für eine unmagnetisierte Probe ein Intensitätsverhältnis von 1 : 2 : 3 beobachten.

Liegt jedoch eine Korrelation zwischen \vec{B} -Feld und Ausbreitungsrichtung des γ -Quants vor, dann ändern sich die Linienintensitäten und es ergeben sich zwei Spezialfälle:

1. \vec{B} -Feld parallel zur Ausbreitungsrichtung: Die Linien für $M = 0$ sind nicht beobachtbar und das Intensitätsverhältnis lautet 1 : 0 : 3.
2. \vec{B} -Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung: Es ergibt sich ein Verhältnis von 1 : 4 : 3.

2.1.8 Isomerieverschiebung

Aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung des ausgedehnten Kerns mit den Elektronen am Kernort ergibt sich eine Energieverschiebung zwischen der Energie eines Kernzustandes für einen ausgedehnten Kern und der Energie des Kernzustands für einen punktförmigen Kern. Bei der Mößbauerspektroskopie wird diese Energiedifferenz durch die Bewegung der Quelle Q relativ zum Absorber A unter Nutzung des Dopplereffekts ausgeglichen. Als Isomerieverschiebung v_{res} wird hier die Geschwindigkeit der Quelle, bei der Resonanzabsorption auftritt, bezeichnet (wenn Hyperfeinstrukturwechselwirkungen vernachlässigt werden können)

$$v_{\text{res}} = \frac{Ze^2c}{6\varepsilon_0\hbar\omega_0} (|\Psi_A(0)|^2 - |\Psi_Q(0)|^2) (\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle), \quad (2.14)$$

wobei Ψ die Wellenfunktion der Elektronen am Kernort bezeichnet und $\langle r^2 \rangle$ den mittlere quadratische Kernradius ist. Die Isomerieverschiebung tritt nur dann auf, wenn

$$|\Psi_A(0)|^2 - |\Psi_Q(0)|^2 \neq 0 \quad \text{und} \quad \langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle \neq 0. \quad (2.15)$$

Für ^{57}Fe ist die Größe $\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle$ negativ, der angeregte Zustand besitzt einen kleineren Kernradius als der Grundzustand. Bei Vorliegen einer Aufspaltung wird im Mößbauerspektrum als Isomerieverschiebung die Abweichung des Schwerpunkts zweier zueinandergehörender Minima von der Null bezeichnet.

2.1.9 Elektrische Quadropulaufspaltung

Wenn der deformierte Kern mit einem elektrischen Feldgradienten wechselwirkt, kommt es zur Aufhebung der Energieentartung bezüglich der M -Unterzustände. Die zugehörige Energiedifferenz wird durch die Geschwindigkeitsdifferenz der sich ergebenden Minima bestimmt.

2.2 Nachweis von γ -Strahlung

Bei der Wechselwirkung von γ -Strahlung mit der Materie werden drei Prozesse beobachtet: Paarbildung, Comptoneffekt und Photoeffekt. Zum Nachweis von γ -Strahlung werden die zwei letzteren grundlegenden Prozesse verwendet.

2.2.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt überträgt das γ -Quant seine komplette Energie auf ein *gebundenes* Elektron. Für die Energie des Elektrons gilt $E_e = E_\gamma - E_B$. Auch die Bindungsenergie steht für den Szintillationsprozess zur Verfügung. Zunächst als Anregungsenergie im Atom zurückbleibend wird sie unmittelbar über Auger-Elektronen oder Röntgenstrahlung frei. Es ergibt näherungsweise folgende Proportionalität:

$$\sigma \propto E_\gamma^{-7/2} Z^5. \quad (2.16)$$

2.2.2 Comptoneffekt

Der Compton-Effekt ist die elastische Streuung eines γ -Quants an *freien* Elektronen. Von quasifreier Streuung wird gesprochen, wenn die Elektronen im Atom gebunden sind, die Bindungsenergie aber bei den äußeren Elektronen vernachlässigt werden kann. Die Energie des Photons ändert sich, die Wellenlänge wird größer, das gestoßene Elektron wird frei und seine Energie ist abhängig vom Streuwinkel. Hierbei gilt folgende Proportionalität:

$$\sigma \propto E_\gamma^{-1} Z. \quad (2.17)$$

2.2.3 Szintillationsdetektor

Zum eigentlichen Nachweis werden die durch Photo- oder Comptoneffekt freigesetzten Elektronen verwendet. Hierzu wird z. B. ein Szintillationsdetektor verwendet, dessen Aufbau in Abbildung 2.3 ersichtlich wird.

Der γ -Quant trifft auf den Szintillator und erzeugt durch Photo- und Comptoneffekt Primärelektronen. Das Primärelektron wird abgebremst und ionisiert die Szintillatoratome (oder regt sie an). Dabei ist die Anzahl der ionisierten Atome proportional zur Energie des Elektrons. Es kommt zu einer Rekombination dieser unter Aussendung von Licht. Dieses Licht löst dann aus der Photokathode Elektronen aus, welche an den Dynoden des Primärelektronenvervielfachers verstärkt werden.

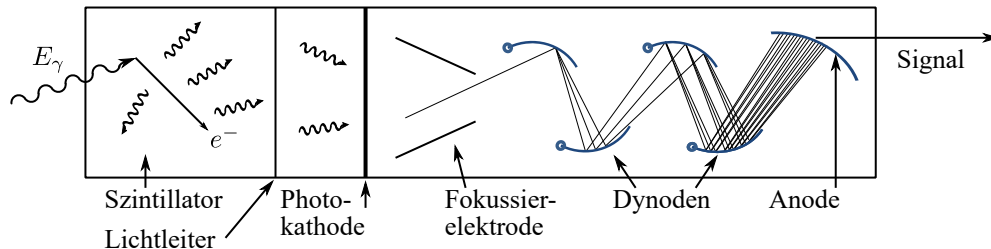


Abbildung 2.3: Prinzipskizze eines Szintillationsdetektors nach [1] S.28 (eigene Abbildung).

2.3 γ -Spektrum

Das Spektrum von ^{137}Cs ist beispielhaft in Abbildung 2.4 dargestellt. An diesem werden die charakteristischen Elemente eines γ -Spektrums im Folgenden erklärt.

Bei 662 keV befindet sich die *Gesamtabsorptionslinie*, auch Photopeak genannt. Bei dieser Energie tritt der Photoeffekt auf, das Photon gibt seine gesamte Energie an ein gebundenes Elektron ab. Da die Anzahl der ionisierten Atome von der Energie des Elektrons abhängt, ist hier ein deutliches Peak zu erkennen. Das *Comptonkontinuum* bezeichnet die über einen breiten Energiebereich verteilten Ereignisse im niederenergetischen Bereich des Spektrums. Für das Auslösen der Elektronen ist in diesem Bereich hauptsächlich der Comptoneffekt verantwortlich. Dabei wird nur ein Teil der Energie des γ -Quants an die Elektronen abgegeben. Außerdem ist die Energie der freiwerdenden Elektronen abhängig vom Streuwinkel und damit kontinuierlich. Für 180°

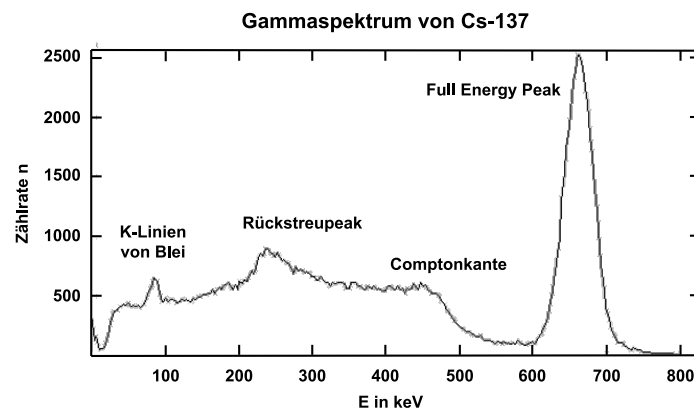


Abbildung 2.4: γ -Spektrum von ^{137}Cs aus [6].

wird ein maximaler Energiebetrag erreicht. Dieser markiert die *Comptonkante*. Die *Rückstreuung* ergibt sich, da das radioaktive Präparat in alle Richtungen emittiert. So kommt es vor, dass Quanten in die dem Zähler entgegengesetzte Richtung gestrahlt werden in der Nähe des Präparats Compton gestreut werden und als Streuquanten vom Szintillationsdetektor registriert werden. Wird den Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Energie des gestreuten Quants genauer, kann festgestellt werden, dass Energiequanten im Winkelbereich zwischen 100° und 180° einem eng begrenzten Energiebereich zugeordnet werden. Diese Quanten werden mittels Photoeffekt im Szintillationskristall registriert, weshalb sich ein Maximum ergibt. Außerdem erscheint im Spektrum die *K*-Röntgen-Linie von Blei, da eine Bleiabschirmung verwendet wurde.

3 Messapparatur und Versuchsdurchführung

3.1 Messung des Energiespektrums der ^{57}Co -Quelle

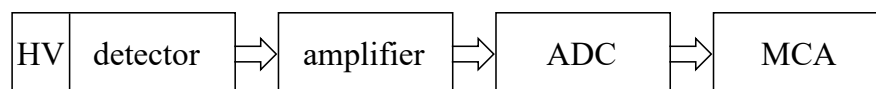


Abbildung 3.1: Blockschaltbild zur Messung von Energiespektren nach [5] (eigene Abbildung).

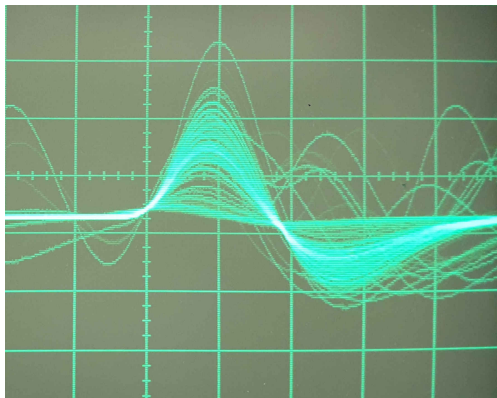
Zur Messung des Energiespektrums wird nach dem in Abbildung 3.1 gezeigten Schema vorgegangen: Die γ -Strahlung wird mit einem NaI(Tl)-Szintillationsdetektor registriert, das Detektorsignal wird anschließend verstärkt (amplifier), digitalisiert (Analog-Digital-Converter) und in einem der jeweiligen Impulshöhe entsprechenden Kanal eines Histogrammspeichers (Multi-Channel-Analyser) abgelegt, sodass die Zahl der Ereignisse über der jeweils im Detektor deponierten Energie dargestellt wird. Dieses Verfahren wird Puls-Höhen-Analyse genannt (PHA). Das Ausgangssignal des Verstärkers wird zusätzlich am Oszilloskop dargestellt, um den Zusammenhang zwischen Energiespektrum und Ausgangssignal des Verstärkers herzustellen.

Energiekalibrierung Um den einheitenlosen Kanälen eine Energie zuzuordnen werden ^{133}Ba und ^{241}Am zur Kalibrierung verwendet. Beide Stoffe werden in die Absorberhalterung eingesetzt und deren charakteristische Linien im Spektrum identifiziert. Dadurch wird eine Kalibrierung der Achse vorgenommen und die 14,4 keV Linie des ^{57}Co kann bei Aufnahme der Spektren identifiziert werden.

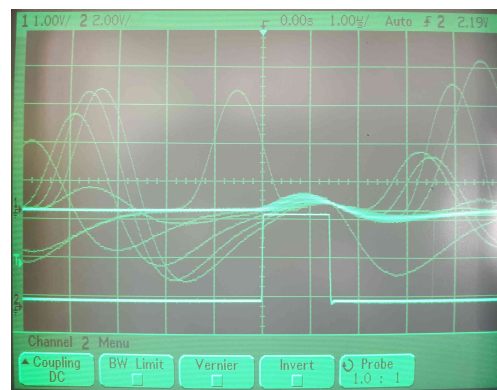
3.2 Einstellung des Energiefensters auf die 14,4 keV Linie

Einstellung mit dem Oszilloskop Das Fenster des Einkanal-Diskriminators wird auf die Resonanzabsorptionslinie bei 14,4 keV eingestellt, indem das Energiesignal mit dem Ausgangssignal des *SCA* getriggert wird.

Dazu wird der Ausgang des Amplifiers (Energiesignal) an den Eingang des *SCA* und an den Oszilloskop-Eingang 1 angelegt und der Ausgang des *SCA* mit dem Oszilloskop-Eingang 2 verbunden. Das entstehende Bild zeigt Abbildung 3.2.



(a) Darstellung der Energiesignale am Oszilloskop.



(b) Einstellung des Energiefensters auf die 14,4 keV Linie

Abbildung 3.2: Einstellung des Energiefensters mithilfe des Oszilloskops. Die einzelnen Kurven in a.) zeigen die registrierten Signale für unterschiedliche Energien des ^{57}Co -Spektrums.

Das Triggerlevel wird auf das *SCA* Signal gelegt. Nun wird das lower level (E) am *SCA* so eingestellt, dass es knapp über 0 V liegt, um Rauschen zu vermeiden. Das Window ΔE wird anschließend so eingestellt, dass nur noch die unter der sich zwischen den Signalbergen auftretenden Lücke sichtbaren Linien dargestellt werden. Praktisch ist dies gut umzusetzen, indem das Signal so verschoben wird, dass die 14,4 keV darstellende Linie (sich unterhalb der Lücke befindliche Linie) auf einem Orientierungsstrich des Oszilloskops liegt. Dann kann das Energiefenster ΔE so eingestellt werden, dass die Linien bis zu der vorher eingestellten Grenze abgeschnitten werden.

Einstellung mit Vielkanalanalysator Durch Triggern des ADC über seinen Gate-Eingang kann die Wirkung der Fenstereinstellung am *SCA* direkt am Vielkanalanalysator beobachtet und dadurch die Resonanzabsorptionslinie genauer eingestellt werden.

Dazu wird der Output des *Amplifiers* in den Eingang des *SCA* und in den *Delay Amplifier* eingegeben. Der Ausgang letzterem wird am Oszilloskop sichtbar gemacht. Der Output des *SCA* wird in den *Delay-Gate-Generator* eingegeben. Auch hier wird der Output am Oszilloskop dargestellt. Jetzt werden die Einstellungen am *Delay-Gate-Generator* und am Delay Amplifier so verändert, dass das Rechtecksignal genau die Breite der Erhebung des Energiesignals hat und die Flanken am Anfang bzw. am Ende der Erhebung liegen. Dazu wird am t_d und t_w Knopf des DGG gedreht und die Schalter des *Delay Amplifiers* ein- bzw. ausgeeschaltet. Nach der Optimierung der Einstellungen wird das Ausgangssignal des DGG an den Gate-Anschluss des ADC und das Ausgangssignal des *Delay Amplifiers* an die PHA Buchse angelegt. Nun wird auf dem Vielkanalanalysator genau der Ausschnitt des Energiespektrums angezeigt, der die 14,4 keV zeigt. Um einen kürzeren Ausschnitt zu sehen, wird ΔE kleiner eingestellt, um einen Ausschnitt höherer Energien zu sehen, wird das *LowerLevel* nach oben korrigiert.

3.3 Messung und Auswertung von Mößbauerspektren

Hierfür wird der Output des *Amplifiers* in den *SCA* eingegeben. Der Output des *SCA* wird nach Einstellung des Fensters auf die 14,4 keV Linie - die vom *SCA* erzeugten Pulse entsprechen nun dieser ausgewählten Energie- an den *MCA* (*Multi channel Analyzer*) Eingang des *ADC* angeschlossen. Die Messung erfolgt nach dem in Abbildung 3.3 dargestellten Prinzip:

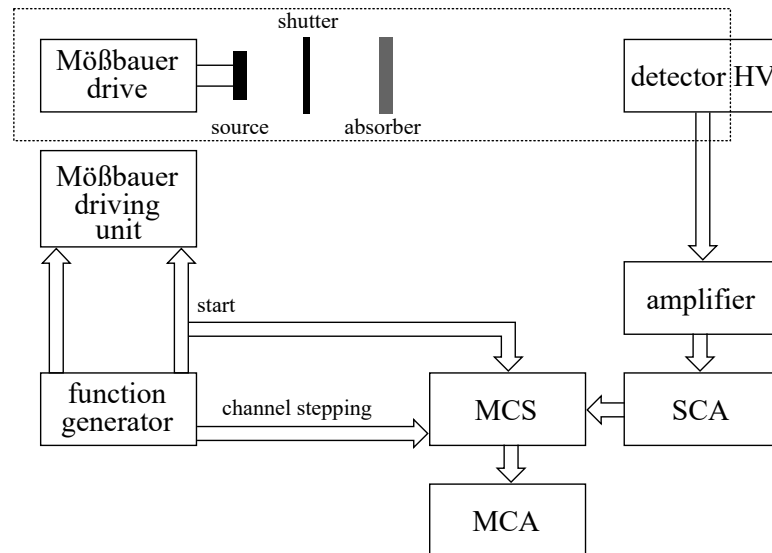


Abbildung 3.3: Blockschaltbild zur Messung von Mößbauerspektren nach [5]

Im Versuch wird eine Transmissionsgeometrie verwendet. ^{57}Co wird als radioaktive Quelle genutzt und mit dem Mössbauer Drive, einem lautsprecherähnlichen Antrieb, bewegt. Der Impulsgenerator gibt die Geschwindigkeit der Quelle vor, die im Versuch einem kosinusförmigen Verlauf folgt und über die *Mössbauer Driving Unit* an den *Mößbauer Drive* übertragen wird. Durch die oben beschriebenen Fenstereinstellungen ist gewährleistet, dass die vom *SCA* erzeugten Pulse den Ereignisse der 14,4 eV-Energie entsprechen. Diese werden von der Zähleinheit im *MCS*-Modus (*Multichannel Scaling*) registriert und *MCA* aufsummiert. Der Impulsgenerator gibt dabei Triggerpulse zur Weiterschaltung des Kanals, diese erfolgt in äquidistanten Zeitschritten, sowie zur Zurücksetzung der Kanalnummer bei $v = V_{\text{max}}$ an den MSC. So ist es möglich zu messen, wie viele Ereignisse bei einer bestimmten Geschwindigkeit auftreten. Mit dem Messprogramm „WISSOFT2003“ kann der Histogrammspeicher *MCA* ausgelesen werden. Das Mößbauerspektrum von natürlichem Eisen (Folienstärke 25 μm), von Edelstahl und von Eisensulfat werden aufgenommen, indem der genannte Stoff jeweils als Absorber eingelegt wird.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Abschätzung einer oberen Strahlendosis

Vor Beginn des Experiments wurde eine Abschätzung durchgeführt, wie groß die aufgenommene Äquivalentdosis H im Verlauf des Versuchs maximal werden kann. Dabei wurde ein Abstand von 1 m ohne Abschirmung gewählt. Es gilt folgende Formel:

$$H = \Gamma_H \frac{At}{r^2}. \quad (4.1)$$

Die Aktivität A der ^{60}Co Quelle beträgt etwa 200 kBq. Bei Γ_H handelt es sich um eine Proportionalitätskonstante, es gilt $\Gamma_H(^{60}\text{Co}) = 351 \mu\text{Sv m}^2 \text{ h}^{-1} \text{ GBq}^{-1}$. Damit ergibt sich für eine Praktikumszeit von 12 Stunden eine Strahlendosis von

$$H = 351 \frac{\mu\text{Sv m}^2}{\text{h GBq}} \cdot \frac{2 \cdot 10^5 \text{ Bq} \cdot 12 \text{ h}}{1 \text{ m}^2} = 0,84 \mu\text{Sv} \ll 4 \text{ mSv}. \quad (4.2)$$

Die Strahlendosis ist geringer als die täglich zulässige Strahlenbelastung und befindet sich im Größenbereich der statistischen Schwankungen der Radioaktivität. Die durch das Experiment aufgenommene Strahlendosis kann somit als unbedenklich eingestuft werden.

4.2 Messung des Energiespektrums der ^{57}Co -Quelle

4.2.1 Aufnahme verschiedener Energiespektren

Zunächst wurden mithilfe des Programms *WISSOFT2003* Energiespektren verschiedener Strahler aufgenommen. Dafür wurde eine Pulshöhenanalyse (PHA) durchgeführt. Die Gammastrahlung wird detektiert, digitalisiert und in einem, der Impulshöhe entsprechenden, Kanal abgelegt. Die Messung verlief jeweils über mehrere Minuten. Die Spektren der drei verwendeten Strahler sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

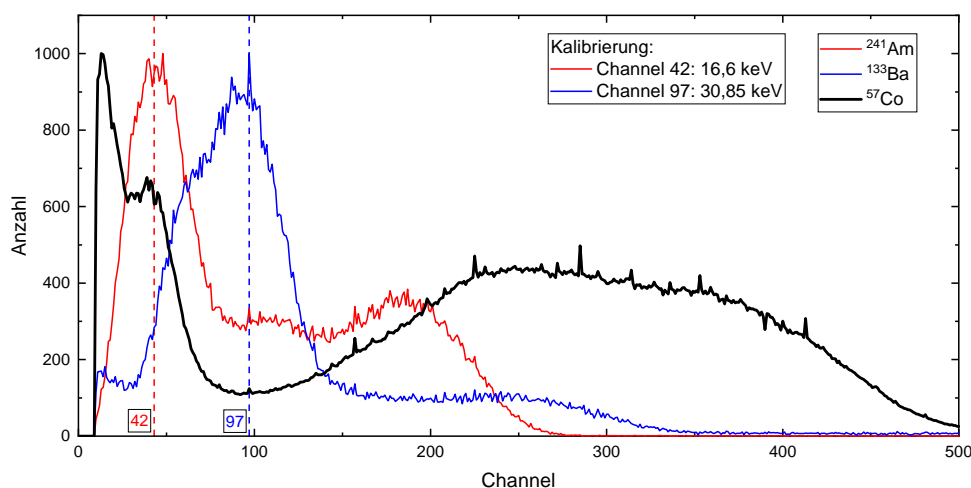


Abbildung 4.1: Energiespektren der drei überprüften radioaktiven Quellen. Die Messwerte wurden auf eine Zahl von 1000 „normiert“.

4.2.2 Identifizierung der 14,4 keV Linie

Mithilfe der am Versuchsplatz vorhandenen Datenblätter wird mithilfe der Energiespektren von ^{241}Am (Americium) und ^{133}Co (Kobalt) eine Energiekalibrierung durchgeführt. Dafür wird der

Kanal der bekannten Spektrallinie dieser Isotope identifiziert und auf die zugehörige Energie kalibriert. Für Barium befand sich die 30,85 keV Linie bei Channel 97 und bei Americium die 16,6 keV Linie bei Channel 42. Nun erfolgt eine erneute Aufnahme des Kobaltspektrums, woraus ein Ausschnitt in Abbildung 4.2 dargestellt ist.

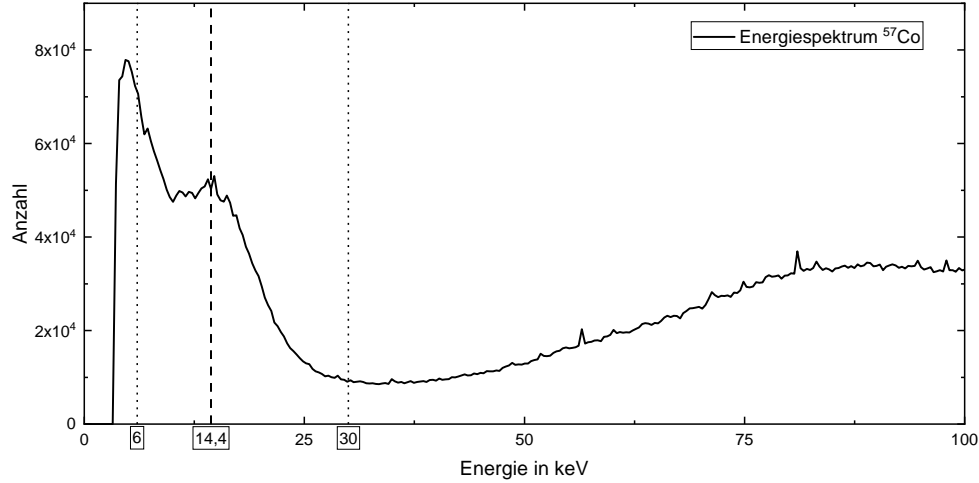


Abbildung 4.2: Energiespektrum der ^{57}Co Quelle mit kalibrierter Skala zur Identifizierung der 14,4 keV Linie.

Die bereits in Abschnitt 3.2 beschriebene Einstellung des Energiefensters mithilfe des Oszilloskops beeinflusst das resultierende Energiespektrum. Damit nur dann ein Signal übertragen wird, wenn ein 14,4 keV Übergang stattfand, wird das Energiefenster so gewählt, dass nur die gesuchte Linie auftaucht. Für die folgenden Messungen wurde das in Abbildung 4.2 dargestellte Fenster zwischen ca. 6 – 30 keV gewählt.

4.3 Auswertung der Mößbauerspektren

4.3.1 Spektrum von Eisen

Zur Aufnahme des Mößbauerspektrums wurde als Absorber Eisen mit einer Folienstärke von $d = 25\mu\text{m}$ gewählt. Mithilfe des *Mößbauer Drive* wird die radioaktive Quelle bewegt. Zunächst erfolgt eine Testaufnahme von 20 min, um eine passende maximale Probengeschwindigkeit zu ermitteln. Nun wird an der Steuereinheit eine maximale Probengeschwindigkeit von $v_{\text{max}} = 5,99\text{ mm s}^{-1}$ eingestellt und die Messung 8 Stunden lang durchgeführt. Es ergibt sich nun ein Transmissionsspektrum über 1024 Kanäle. Dabei folgt die zugehörige Geschwindigkeit der Kanäle einem Kosinus. Mithilfe der Formel

$$v(n) = -\cos\left(\frac{n \cdot 2\pi}{N}\right), \quad N = 1024 \quad (4.3)$$

wurde die zugehörige Geschwindigkeit zum Kanal n berechnet. Die Werte gleicher Geschwindigkeit wurden anschließend aufaddiert und es ergibt sich das in Abbildung 4.3 dargestellte Spektrum.

Das beobachtete Transmissionsspektrum besteht aus sechs annähernd symmetrisch zur Ruhelage liegenden, äquidistanten Absorptionslinien. Diese Linien werden durch die magnetische Wechselwirkung des Kerns mit einem äußeren \mathbf{B} -Feld verursacht, was zu einer Hyperfeinstrukturaufspaltung führt. Das Intensitätsverhältnis der Linien beträgt etwa 1 : 2 : 3, was auf eine unmagnetisierte Probe schließen lässt. Die einzelnen Absorptionslinien wurden in *Origin* mit-

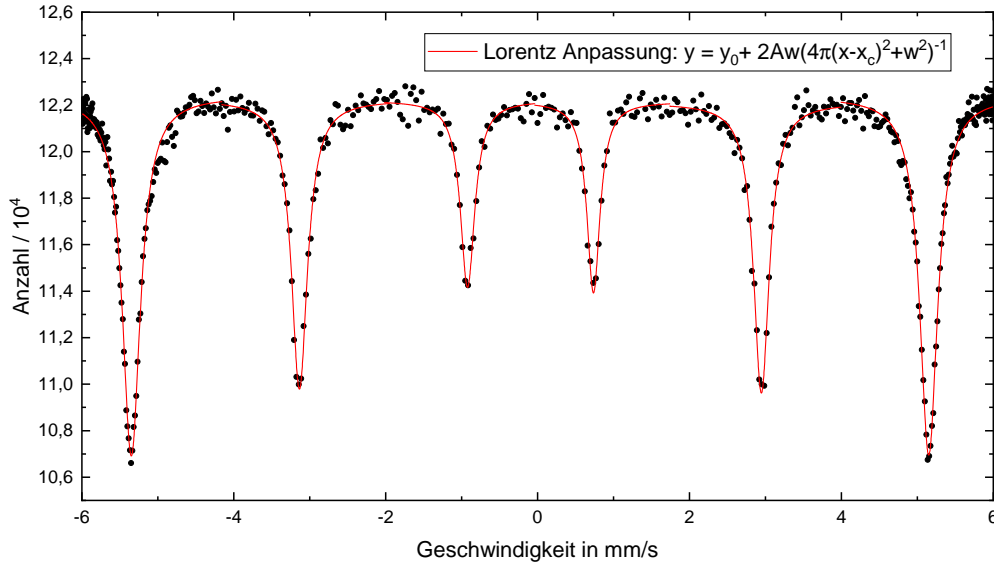


Abbildung 4.3: Mößbauerspektrum von Eisen.

hilfe eines Lorentzfits der Form

$$y = y_0 + \frac{2A}{\pi} \frac{w}{4(x - x_c)^2 + w^2} \quad (4.4)$$

an die Messdaten angepasst. Aus der Fitfunktion wurde die durch den Parameter x_c die Position der Absorptionslinie bestimmt. Die in Abbildung 4.3 abgebildeten Absorptionslinien entsprechen von links nach rechts in aufsteigender Reihenfolge der Energieaufspaltung im Eisen. Dies lässt sich dadurch begründen, dass sich bei einer negativen Geschwindigkeit die Probe vom Absorber wegbewegt und dadurch nach Gleichung (2.6) eine „Rotverschiebung“ aufgrund des Dopplereffekts auftritt und somit die Energie der Gammastrahlung sinkt. Analog dazu tritt bei positiver Geschwindigkeit eine „Blauverschiebung“ auf. Alle möglichen Übergänge sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Dabei wurden die Auswahlregeln $\Delta l = \Delta J = \pm 1$ und $\Delta M = 0; \pm 1$ beachtet.

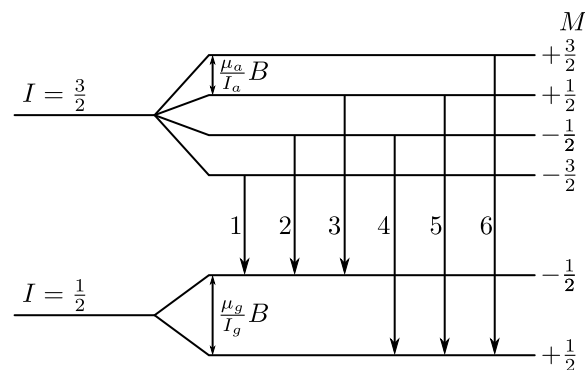


Abbildung 4.4: Das Termschema von Eisenkernen in einem B -Feld. Alle möglichen Übergänge sind nach den Auswahlregeln $\Delta l = \pm 1, \Delta M = 0; \pm 1$ nach aufsteigender Energie sortiert (eigene Abbildung nach [1]).

Um nun daraus die Energieaufspaltung im Grundzustand ΔE_g bzw. im angeregten Zustand ΔE_a zu bestimmen, müssen die Energien bestimmter Übergänge voneinander subtrahiert werden. Für die Energieaufspaltung des Grundzustandes werden zwei Übergänge vom gleichen

angeregten Zustand in zwei unterschiedliche Grundzustände benötigt. Dies ist bei Übergang 2 und 4, sowie 3 und 5 der Fall. Zur Berechnung der Aufspaltung der angeregten Zustände werden zwei Übergänge aus unterschiedlichen angeregten Zuständen in den gleichen Grundzustand benötigt, wie beispielsweise bei Übergang 1 und 2.

Zunächst wird aus den gewonnenen Geschwindigkeiten mithilfe von (2.6) die Energiedifferenz zu einer Bezugsgröße bei $v = 0 \text{ mm s}^{-1}$ bestimmt

$$\Delta E = \hbar\omega - \hbar\omega_0 = \hbar kv, \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{E}{\hbar c} \quad (4.5)$$

$$\Rightarrow \Delta E = v \frac{E}{c}. \quad (4.6)$$

Für die Energie wird $E = 14,4 \text{ keV}$ verwendet. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind ausführlich in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Auswertung der Absorptionslinien von Eisen und Bestimmung Energieaufspaltung. Die Geschwindigkeit v wurde aus dem Parameter x_c der Lorentz Anpassung gewonnen. ΔE_g bezeichnet die Energieaufspaltung des Grundzustandes und ΔE_a die Aufspaltung der angeregten Zustände.

Nr.	$v \text{ [mm s}^{-1}\text{]}$	$E - E_0 \text{ [} 10^{-9} \text{ eV]}$	Übergang	$\Delta E_g \text{ [} 10^{-9} \text{ eV]}$	$\Delta E_a \text{ [} 10^{-9} \text{ eV]}$
1	$-5,3492 \pm 0,0016$	$-256,94 \pm 0,07$	$E_2 - E_1$		$106,31 \pm 0,18$
2	$-3,1359 \pm 0,0022$	$-150,63 \pm 0,10$	$E_3 - E_2$		$106,33 \pm 0,27$
3	$-0,9223 \pm 0,0036$	$-44,30 \pm 0,17$	$E_4 - E_2$	$185,96 \pm 0,27$	
4	$0,7357 \pm 0,0034$	$35,34 \pm 0,16$	$E_5 - E_3$	$185,83 \pm 0,28$	
5	$2,9466 \pm 0,0022$	$141,53 \pm 0,11$	$E_5 - E_4$		$106,20 \pm 0,27$
6	$5,1499 \pm 0,0014$	$247,37 \pm 0,07$	$E_6 - E_5$		$105,83 \pm 0,27$

Durch Mittelung der berechneten Werte und Berechnung der Standardabweichung ergeben sich folgende Werte für die Energieaufspaltung:

$$\Delta E_g = (185,90 \pm 0,22) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \quad (4.7)$$

$$\Delta E_a = (106,17 \pm 0,24) \cdot 10^{-9} \text{ eV}. \quad (4.8)$$

Magnetfeld und magnetisches Moment

Aus den gewonnenen Werten für die Aufspaltung des Grundzustandes lässt sich nun mithilfe von Gleichung (2.12) das Magnetfeld B am Ort der ^{57}Fe -Kerne berechnen. Es folgt mit dem magnetischen Kernmoment

$$\mu_K = \frac{e}{2m_p} \hbar = 5,050\,783 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} \quad (4.9)$$

und $J_g = \frac{1}{2}$ im Grundzustand die Formel für das Magnetfeld

$$\Rightarrow B = -\frac{\Delta E_g I_g}{\mu_g} = -\frac{\Delta E_g I_g}{0,0906 \cdot \mu_K} = (-32,54 \pm 0,04) \text{ T}. \quad (4.10)$$

Das negative Vorzeichen bedeutet, dass das \mathbf{B} -Feld und die äußere Magnetisierung der Probe entgegengesetzt zueinander orientiert sind. Für das magnetische Moment des angeregten Zustands ergibt sich mit $I_a = \frac{3}{2}$ analog nun

$$\mu_a = \frac{\Delta E_a I_a}{B} = -0,7840(27) \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} \quad (4.11)$$

$$= (-0,1552 \pm 0,0005) \mu_K \quad (4.12)$$

Die in der Literatur [1] (S.71) angegebenen Werte lauten

$$B = (-33,3 \pm 1,0) \text{ T} \quad (4.13)$$

$$\mu_a = (0,153 \pm 0,004) \mu_K. \quad (4.14)$$

Somit liegen die gemessenen Werte innerhalb der Fehlertoleranzbereichs der Literaturwerte.

Isomerieverschiebung und Linienbreite

Die Isomerieverschiebung ist eine Relativgröße, weshalb immer eine Bezugssubstanz angegeben werden muss. In diesem Fall nimmt die Quelle der Bezugssubstanz ein. Die Isomerieverschiebung bewirkt eine Verschiebung der Symmetrielage des Mößbauerspektrums gegenüber des Nullpunktes. Zur Berechnung der Verschiebung wird das arithmetische Mittel zwischen zwei symmetrisch gegenüberliegenden Linien des Spektrums gebildet, was grafisch in Abbildung 4.5 dargestellt ist.

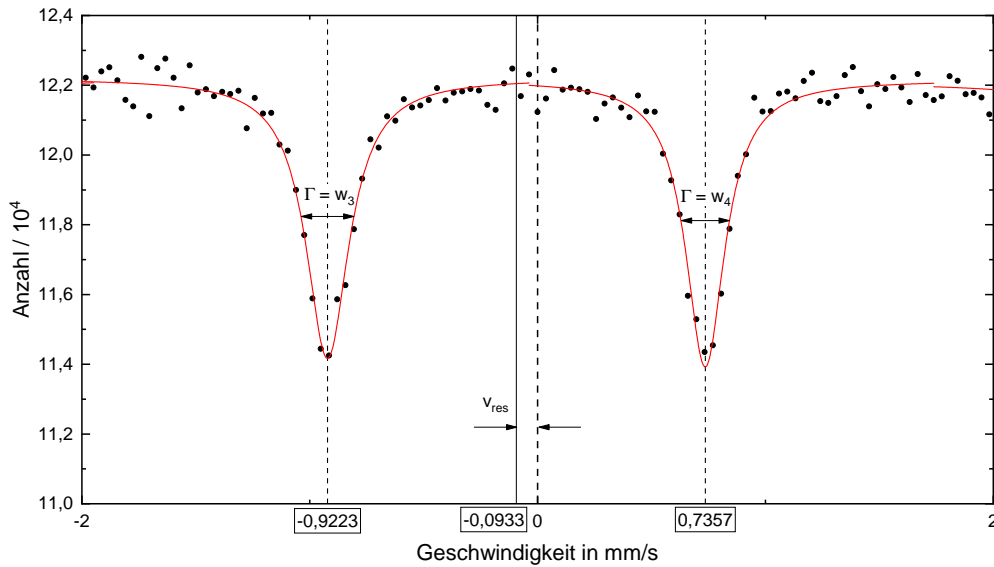


Abbildung 4.5: Grafische Veranschaulichung der Isomerieverschiebung des Mößbauerspektrums von Eisen und Ermittlung der Linienbreite der Absorptionslinien.

Zur Ermittlung der Linienbreite wird der Parameter w der Lorentz Anpassung (4.4) benötigt. Dieser gibt die Halbwertsbreite FWHM (*Full Width at Half Maximum*) an und repräsentiert direkt die Linienbreite Γ . Die gemessene Isomerieverschiebung und Linienbreiten sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

Tabelle 4.2: Bestimmung der Isomerieverschiebung und der Linienbreite der Absorptionslinien von Eisen.

Linien	$v_{\text{res}} [\text{mm s}^{-1}]$	$v_{\text{res}} [10^{-9} \text{ eV}]$	Nr.	$v_{\text{Linie}} [\text{mm s}^{-1}]$	$E_{\text{Linie}} [10^{-9} \text{ eV}]$
1 und 6	$-0,0997 \pm 0,0030$	$-4,79 \pm 0,14$	1	$0,291 \pm 0,006$	$13,98 \pm 0,28$
			2	$0,258 \pm 0,008$	$12,39 \pm 0,36$
2 und 5	$-0,0947 \pm 0,0044$	$-4,55 \pm 0,21$	3	$0,230 \pm 0,012$	$11,02 \pm 0,59$
			4	$0,209 \pm 0,012$	$10,04 \pm 0,57$
3 und 4	$-0,0933 \pm 0,0070$	$-4,48 \pm 0,33$	5	$0,250 \pm 0,008$	$12,01 \pm 0,37$
			6	$0,287 \pm 0,005$	$13,77 \pm 0,24$
Mittelwert	$-0,0959 \pm 0,0259$	$-4,61 \pm 1,25$		$0,254 \pm 0,073$	$12,20 \pm 3,50$

Bei dem Vergleich der Linienbreiten fällt eine Zunahme der Breite für betragsmäßig größere Geschwindigkeiten auf. Die natürliche Linienbreite ist bestimmt durch die HEISENBERG'sche Unschärferelation, wonach das Produkt aus Zeit- und Energieunschärfe gleich dem reduzierten PLANCK'schen Wirkungsquantum sind. Die Linienbreite Γ stellt die Energieunschärfe dar. Wird die Zeitunschärfe als die mittlere Lebensdauer des Kernzustandes identifiziert, folgt

$$\Gamma \Delta t \geq \hbar \Rightarrow \Gamma = \frac{\hbar}{\tau_N}. \quad (4.15)$$

Nach dem Zerfallsschema 2.2 besitzt der Kernzustand eine Halbwertszeit von 98 ns, wodurch sich die Linienbreite zu

$$\Gamma = \hbar \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = 4,66 \cdot 10^{-9} \text{ eV}, \quad t_{1/2} = \tau_n \ln 2 \quad (4.16)$$

ergibt. Diese Linienbreite erfasst jedoch nur die Quelle, der Absorber besitzt (im Spezialfall von Eisen) die gleiche Linienbreite, wodurch sich das Ergebnis verdoppelt zu $\Gamma = 9,32 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$. Der Grund, warum die gemessene Linienbreite größer ist, liegt an der endlichen Dicke der Probe. Mit steigender Probendicke nimmt ebenfalls die Linienbreite zu.

4.3.2 Spektrum von Edelstahl

Die Aufnahme des Mößbauerspektrums von Edelstahl erfolgte auf analoge Art und Weise mit einer Messdauer von 20 Stunden, allerdings wurde eine maximale Geschwindigkeit des Mößbauerantriebs von $v_{\max} = 2,41 \text{ mm s}^{-1}$ eingestellt, da im Spektrum nur eine Absorptionslinie auftaucht. Es lässt sich also keine magnetische Aufspaltung erkennen. Das Spektrum ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

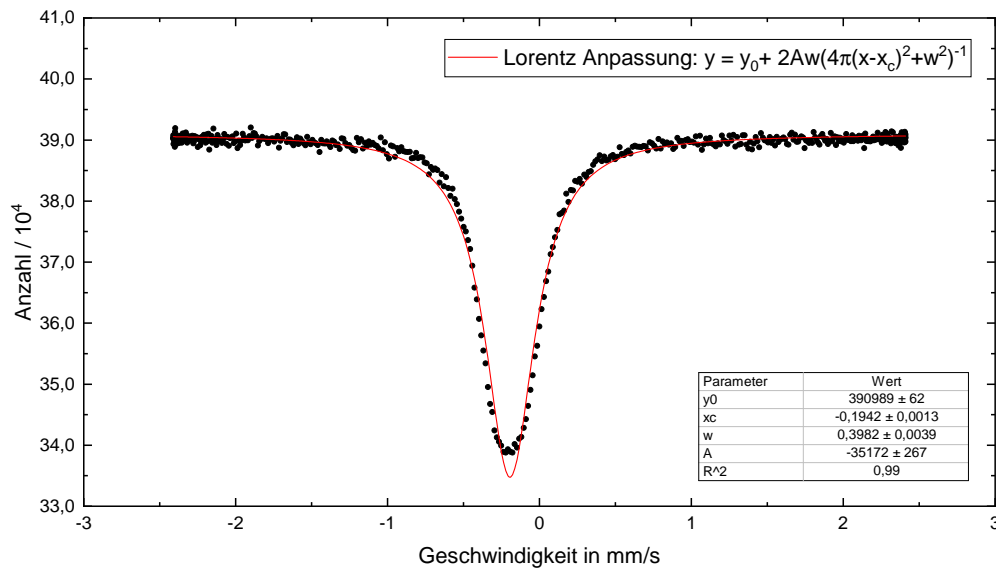


Abbildung 4.6: Mößbauerspektrum von Edelstahl. Es wurde wieder eine Lorentz-anpassung der Form (4.4) vorgenommen.

Es lässt sich wieder die Isomerieverschiebung als die Verschiebung der Absorptionslinie zum Nullpunkt ablesen. Es ergibt sich

$$v_{\text{res}} = (-0,1942 \pm 0,0013) \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad (4.17)$$

$$E_{\text{res}} = (-9,33 \pm 0,06) \text{ eV}. \quad (4.18)$$

Bei Edelstahl handelt es sich um eine Legierung, weshalb die Eisen-Atome in unterschiedlicher chemischer Bindung vorliegen. Deshalb treten verschiedene Isomerieverschiebungen auf. Jedoch liegen diese so dicht beieinander, dass sie aufgrund der natürlichen Linienbreiten nicht als einzelne Absorptionslinien identifizierbar sind. Die bestimmte Isomerieverschiebung stellt deshalb einen Effektivwert dar. Trotzdem führt dies zu einer Verbreiterung der Linienbreite. Aus den Fitparametern lässt sich diese zu

$$v_{\text{Linie}} = (0,3982 \pm 0,0039) \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad (4.19)$$

bestimmen und ist somit größer als die größte Linienbreite im Eisenspektrum.

4.3.3 Spektrum von Eisensulfat

Die Aufnahme des Mößbauerspektrums von FeSO_4 erfolgte über einem Zeitraum von mehr als 24 Stunden. Als maximale Probengeschwindigkeit wurde $v_{\text{max}} = 4,01 \text{ mm s}^{-1}$ gewählt, um beide Absorptionslinien zu erfassen. Das gemessene Spektrum ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

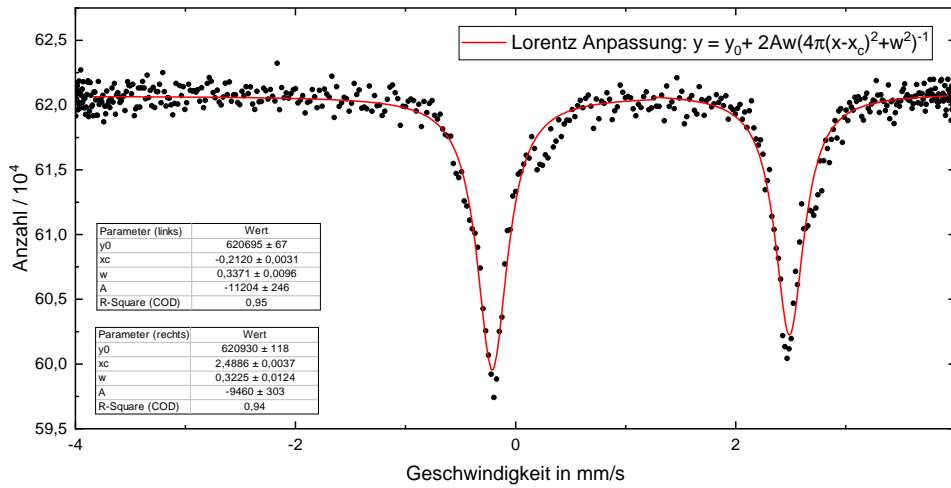


Abbildung 4.7: Mößbauerspektrum von Eisensulfat (FeSO_4). Die Anpassung der Fitfunktion erfolgte durch eine Lorentz-anpassung der Form (4.4).

Die beobachtete Aufspaltung lässt sich auf die elektrische Quadrupolwechselwirkung zurückführen. Im FeSO_4 ist das Eisen zweiwertig, die Valenzelektronen sind sechs $3d$ -Elektronen. Die ersten fünf Elektronen führen zu einer halbbesetzten $3d$ -Schale und tragen aufgrund der kugelsymmetrischen Ladungsverteilung nicht zum elektrischen Feldgradienten V_{zz} bei [1]. Der Feldgradient wird durch das sechste Elektron außerhalb der halbgefüllten $3d$ -Schale bestimmt. Die Quadrupolaufspaltung ergibt sich als Abstand der beiden Absorptionslinien

$$\Delta v = x_{c2} - x_{c1} = (2,7006 \pm 0,0068) \frac{\text{mm}}{\text{s}}. \quad (4.20)$$

Die zugehörige Energieaufspaltung ergibt sich nach Gleichung (4.6) zu

$$\Delta E_Q = (129,72 \pm 0,33) \cdot 10^{-9} \text{ eV}. \quad (4.21)$$

Die Aufspaltung verläuft nicht symmetrisch zum Nullpunkt, da zusätzlich noch eine Isomerieverschiebung vorliegt. Diese ergibt sich wieder als das arithmetische Mittel der beiden Mößbauerlinien und berechnet sich zu

$$v_{\text{res}} = \frac{x_{c2} + x_{c1}}{2} = (1,1383 \pm 0,0068) \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad (4.22)$$

$$E_{\text{res}} = (54,68 \pm 0,33) \cdot 10^{-9} \text{ eV}. \quad (4.23)$$

Die Linienbreiten lassen sich mithilfe des Fitparameters w gewinnen und sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tabelle 4.3: Bestimmung der Linienbreite von Eisensulfat.

Nr.	$v_{\text{Linie}} [\text{mm s}^{-1}]$	$E_{\text{Linie}} [10^{-9} \text{ eV}]$
1	$0,3371 \pm 0,0096$	$16,19 \pm 0,46$
2	$0,3225 \pm 0,0124$	$15,49 \pm 0,60$
Mittelwert	$0,330 \pm 0,072$	$15,9 \pm 3,5$

5 Zusammenfassung

Literatur

- [1] G. Schatz: *Nukleare Festkörperphysik*. Teubner Stuttgart 1997 (3. Auflage).
- [2] T. Mayer-Kuckuk: *Kernphysik*. Teubner Stuttgart 1996 (6. Auflage).
- [3] K. Bethge: *Kernphysik. Eine Einführung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York 1996
- [4] W. Demtroeder: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2016 (5. Auflage)
- [5] U. Reislöhner: *FSU Fortgeschrittenenenen Praktikum: Mößbauer Spektroskopie*, Friedrich-Schiller-Universität März 2017
- [6] <https://www.leifiphysik.de/sites/default/files/medien/gamma-spektrum-cs137.svg>, Stand: 03.01.2020