

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

Physikalisch-Astronomische Fakultät

Fortgeschrittenenpraktikum

Versuch:

durchgeführt von:

Ausarbeitung erstellt von:

erster Versuchstag:

letzter Versuchstag:

Gesamtversuchstage:

abgegeben am:

Aufgabenstellung: gemäß Versuchsanleitung: ja / nein
Änderungen:

Betreuer:

- wird vom Betreuer ausgefüllt -

Bewertung der Ausarbeitung:

Note: _____

Protokollführung und Form:

Ergebnisse, Auswertung und Interpretation:

Bemerkungen/Hinweise des Betreuers:

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	1
2	Grundlagen	1
2.1	Radioaktivität	1
2.1.1	Zerfallsgesetz	1
2.1.2	Natürliche Linienbreite	1
2.1.3	$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$	2
2.2	Kernresonanzabsorption	2
2.2.1	Rückstoß- und Dopplerverschiebung	2
2.2.2	Mößbauereffekt	3
2.3	Elektromagnetische Aufspaltung	3
2.3.1	Isomerieverschiebung	3
2.3.2	Magnetische Dipolwechselwirkung	4
2.3.3	Elektrische Quadrupolwechselwirkung	4
2.4	Szintillatoren	5
3	Versuchsaufbau und -durchführung	6
4	Messergebnisse	7
5	Diskussion	8
5.1	Natürliches Eisen	8
5.2	Edelstahl	10
5.3	Eisen(II)Sulfat	10
6	Zusammenfassung	11
7	Literatur	12
8	Anhang	12

1 Aufgabenstellung

1. Schätzen Sie eine obere Grenze der während des Versuchs aufnehmbaren Strahlendosis ab.
2. Messen Sie das Energiespektrum der ^{57}Co -Quelle.
3. Stellen Sie das Messfenster auf die 14,4 keV-Linie des ^{57}Fe -Absorbers ein [mit Oszilloskop bzw. Vielkanalanalysator].
4. Messen Sie das Mößbauerspektrum von Eisen.
5. Messen Sie das Mößbauerspektrum von Edelstahl.
6. Messen Sie das Mößbauerspektrum von Eisensulfat.

2 Grundlagen

2.1 Radioaktivität

2.1.1 Zerfallsgesetz

Als Kernzerfälle wollen wir sowohl die Umwandlung eines Kerns in einen anderen durch Teilchenemission, als auch den Übergang eines angeregten Kerns in einen energetisch niedrigeren Zustand verstehen. Es handelt sich dabei stets um einen Übergang des Kerns aus einem Zustand i in einen oder mehrere andere mögliche Zustände. Sei N_i die Anzahl der Kerne im entsprechenden Zustand und λ_i die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Kerns pro Zeiteinheit für diesen Zustand. Dann ergibt sich für das Zeitverhalten der Besetzungszahl

$$A := \frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i \cdot N_i \quad \Rightarrow \quad N_i(t) = N_{i_0} e^{-\lambda_i t} \quad (1)$$

mit anfänglich $N_i(t=0) = N_{i_0}$ Kernen. Die zeitliche Änderung bezeichnet man als Aktivität A des Zustandes. Als charakteristische Größen definiert man die Halbwertszeit $t_{i_{1/2}} = \ln(2)/\lambda_i$ bzw. die mittlere Lebensdauer $\tau_i = 1/\lambda_i$ nach der die Besetzungszahl auf die Hälfte bzw. das $1/e$ -fache des Anfangswertes abgefallen ist.

Bei Kernumwandlungszerfällen beobachtet man häufig das Durchlaufen einer vielstufigen Zerfallsreihe. Für Zustände $0, 1, \dots, m$ ergibt sich die Besetzung im i -ten Zustand aus

$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i N_i + \lambda_{i-1} N_{i-1} \quad , \quad i = 1, \dots, m \quad (2)$$

mit dem Ansatz $N_i = \sum_{j=1}^i C_{ij} e^{-\lambda_j t}$ [5].

2.1.2 Natürliche Linienbreite

Aufgrund der endlichen [mittleren] Lebensdauer eines Zustandes ist nach der Energie-Zeit-Unschärfe auch das Frequenzspektrum des zugehörigen Zerfalls endlich ausgedehnt. Die Frequenzverteilung der emittierten Photonen wird durch eine Cauchy-[Lorentz]-Verteilung beschrieben

$$\frac{I(\omega)}{I_0} = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (2(\omega - \omega_0)\hbar)^2} \quad (3)$$

mit der Maximalintensität $I(\omega = \omega_0) = I_0$. Die Halbwertsbreite Γ kann anhand der mittleren Lebensdauer des Zustandes aus der Unschärferelation bestimmt werden.

$$\Delta t \cdot \Delta E \sim \hbar \quad \Rightarrow \quad \tau_i \cdot \hbar \Gamma_i \sim \hbar \quad \Leftrightarrow \quad \Gamma_i \sim \frac{1}{\tau_i} \quad (4)$$

2.1.3 $^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$

In diesem Versuch verwenden wir ^{57}Co als radioaktive Quelle. Das Isotop ist mit 30 Neutronen verhältnismäßig protonenreich und ist daher bestrebt, Protonen im Kern umzuwandeln.

- β^+ -Zerfall:
 - aus Kernproton wird Positron-Neutron-Paar sowie ein Elektronneutrino erzeugt: $^1_1p \rightarrow ^1_0n + e^+ + \nu_e$,
 - das Neutron bleibt im Kern zurück: $^{57}_{27}\text{Co} \rightarrow ^{57}_{26}\text{Fe}^* + e^+ + \nu_e$,
 - frei werdende Massendefektenergie beim Übergang muss mindestens der Ruheenergie der erzeugten Teilchen entsprechen [hier: etwa 1022keV], sodass β^+ -Zerfall unwahrscheinlich.
- Elektroneneinfang:
 - Wechselwirkung der Hüllennatome [größte Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort für K-Elektronen] mit Kern bewirkt Umwandlung eines Kernprotons und Hüllenelektrons zu Neutron und Erzeugung eines Elektronneutrino: $^1_1p + e^- \rightarrow ^1_0n + \nu_e$,
 - das Neutron bleibt im Kern zurück: $^{57}_{27}\text{Co} + e^- \rightarrow ^{57}_{26}\text{Fe}^* + \nu_e$,
 - dominierender Effekt beim Zerfall von ^{57}Co [99,8%].

Als Zerfallsprodukt entstehen jeweils angeregte ^{57}Fe -Kerne mit Gesamtdrehimpuls $I = \frac{5}{2}$. Die für den Versuch verwendeten Photonen entstehen nun beim Übergang $I = \frac{3}{2}$ zu $I = \frac{1}{2}$ mit einer Energie von 14,4 keV.

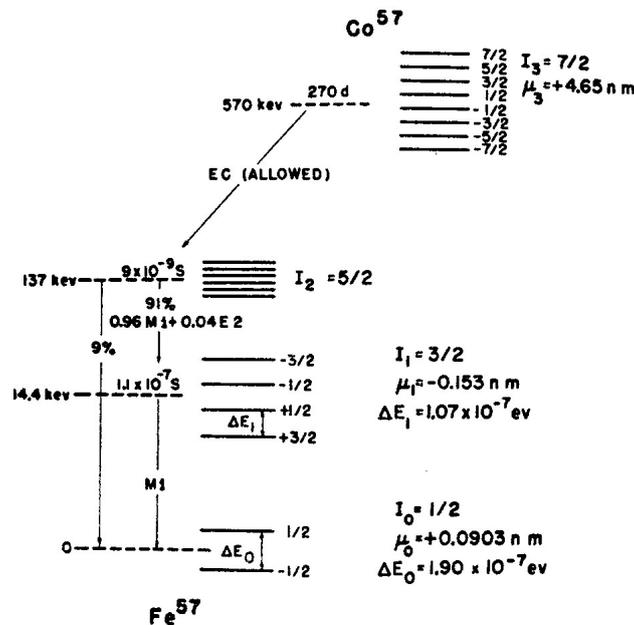


Abbildung 1: Zerfallsschema $^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$, rechts Niveaufenspaltung im äußeren Magnetfeld

Die mittlere Lebensdauer des $I = \frac{3}{2}$ -Zustandes beträgt $1,41 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, sodass eine natürliche Linienbreite von $4,7 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$ zu erwarten ist. Dies entspricht einer relativen Linienbreite von $\Gamma/\hbar\omega_0 = 3,3 \cdot 10^{-13}$ [5]!

2.2 Kernresonanzabsorption

2.2.1 Rückstoß- und Dopplerverschiebung

Geht ein angeregter Kern in einen energetisch niedrigeren Zustand über, so wird dabei ein Photon [Bezeichnung γ -Quant zur Verdeutlichung, dass Entstehung bei einem Kernprozess stattfindet] emittiert, welches den Impuls $\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k}$ trägt. Der Gesamtimpuls des Systems ist eine Erhaltungsgröße, sodass der Kern einen gleichgroßen, entgegengesetzten Rückstoß erfährt. Am Beispiel des idealen Gases [nichtwechselwirkende, freie Teilchen der

Masse M] beträgt die Energie des Kerns im angeregten Zustand $E_{\text{vor}} = E_i + \frac{\vec{p}^2}{2M}$ und entsprechend nach der Emission des Photons $E_{\text{nach}} = E_f + \frac{(\vec{p} - \hbar\vec{k})^2}{2M}$. Damit ergibt sich die Energie des emittierten γ -Quants zu:

$$\Delta E = E_\gamma := \hbar\omega = \hbar\omega_0 + \hbar\vec{k}\vec{v} - \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2M}. \quad (5)$$

Dabei entspricht $\hbar\omega_0 = E_i - E_f$ der Energiedifferenz der beteiligten, unbeeinflussten Kernzustände. Die Energie des Photons ergibt sich somit zusätzlich aus einer geschwindigkeitsabhängigen Dopplerverschiebung und einem von der Kernmasse abhängigen Rückstoßterm. Für ^{57}Fe erhält man $\hbar\vec{k}\vec{v} \sim 10^{-3}$ eV und $\frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2M} \sim 2 \cdot 10^{-3}$ eV, sodass die natürliche Linienbreite des eigentlichen Überganges um etwa 6 Größenordnungen unter der Breite der Dopplerverbreiterung liegt.

Betrachten wir allein den konstanten Rückstoßterm, so ist die Energie des emittierten Photons sowohl um entsprechend $\frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2M}$ verringert, als auch die benötigte Energie, um einen anderen Kern im Zustand E_f in den Zustand E_i anzuheben, um diesen Term erhöht. Eine Resonanzabsorption [$\hbar\omega_0$] zwischen verschiedenen Atomkernen wird man daher im Allgemeinen nicht beobachten [2, 5].

2.2.2 Mößbauereffekt

Am Beispiel idealer Gase konnte die Verschiebungsenergie beliebig auf den Kern übertragen werden. Betrachten wir nun Atomkerne, die im Gitter eines Festkörpers relativ starr gebunden sind. Die verbleibenden drei Freiheitsgrade erlauben Bewegungen, die man sich als Überlagerung dreier harmonischer Schwingungen bezüglich senkrechter Raumrichtungen vorstellen kann, sodass deren Energie in Portionen von $\hbar\omega_0$ [sog. Phononen] gequantelt ist. Für den Fall deutlich größerer Rückstoßenergien als der Energie eines Phonons, wird diese nahezu vollständig vom Gitter in Form thermischer Energie aufgenommen [Erzeugung weiterer Phononen], die Rückstoßverschiebung verhindert Resonanzabsorption.

Liegt die Rückstoßenergie jedoch etwas unter der Energie eines Phonons [bei ^{57}Fe unter Raumtemperatur etwa 10^{-2} eV], kann das Gitter diesen Energiebetrag nicht als Schwingungsenergie aufnehmen. Die Energie des emittierten Photons entspricht somit bis auf die Dopplerverschiebung der Differenzenergie beim γ -Zerfall des Kerns. Dies bezeichnet man als Mößbauereffekt.

Die Frage, ob die Rückstoßenergie nun abgegeben werden kann oder nicht, ist eng mit dem Frequenzspektrum der Phononen verknüpft. Im Debye-Modell verfolgt man den Ansatz einer quadratischen Frequenzverteilung, welche für Frequenzen größer einem Grenzwert ω_{max} verschwindet. Die Wahrscheinlichkeit für rückstoßfreie Emission/Absorption ist damit proportional zu:

$$f_D \propto e^{-\frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2M} \cdot \frac{3}{2k_B\Theta} \left[1 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2\right]} \quad ; \quad T \leq \Theta \quad (6)$$

mit der Debye-Temperatur $\Theta = \frac{\hbar\omega_{\text{max}}}{k_B}$ und wird als Debye-Waller-Faktor bezeichnet. [Anmerkung: Auch wenn das Gitter die Rückstoßenergie nicht als thermische Schwingungsenergie aufnimmt, findet ein Impulsübertrag statt. Während der mittleren Lebensdauer des angeregten Zustandes breitet sich der Impuls im Festkörper mit Schallgeschwindigkeit aus und erreicht somit einen Volumenbereich, dessen Masse so groß ist, dass mit dem Impulsübertrag nahezu kein Energieübertrag verbunden ist.] [2, 5]

2.3 Elektromagnetische Aufspaltung

2.3.1 Isomerieverschiebung

Die Energien einzelner Kernzustände hängen von äußeren Einflüssen auf den Atomkern ab. Berücksichtigt man die Ausdehnung des Kerns, so ergeben sich bereits in Folge der elektromagnetischen Wechselwirkung mit der Atomhülle andere Energieterme als für einen punktförmigen Kern. Diese Monopolwechselwirkungsenergie beträgt

$$E_C = \frac{Ze^2}{6\varepsilon_0} |\psi(0)|^2 \langle r^2 \rangle. \quad (7)$$

mit der Wellenfunktion ψ der Hüllenelektronen am Kernmittelpunkt $r = 0$. Für unterschiedliche Kernzustände ist auch der mittlere quadratische Abstand verschieden, sodass der γ -Übergang zwischen entsprechenden Niveaus ebenfalls verschoben ist.

In der Mößbauerspektroskopie interessiert man sich für das Resonanzabsorptionsverhalten zwischen einer radioaktiven Quelle Q und einem Absorber A . Liegen in beiden Materialien gleiche Atome in verschiedenen Bindungen vor, so unterscheiden sich die Elektronendichten am jeweiligen Kernort voneinander und es findet im Allgemeinen keine Resonanzabsorption statt. Für bestimmte Relativgeschwindigkeiten zwischen Quelle und Absorber wird dieser Energieunterschied jedoch durch die Dopplerverschiebung aufgehoben. Nimmt man an, dass die Kerne des Absorbermaterials ruhen und die Quelle mit der Geschwindigkeit v bewegt wird, so ergibt sich für einen γ -Übergang zwischen angeregtem Zustand $|\psi_a\rangle$ und Grundzustand $|\psi_g\rangle$ die Energie der Photonen

$$\text{im Absorber: } \hbar\omega_A = \hbar\omega_0 + \frac{Ze^2}{6\varepsilon_0} |\psi_A(0)|^2 [\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle], \quad (8)$$

$$\text{in der Quelle: } \hbar\omega_Q = \hbar\omega_0 + \hbar\vec{k}\vec{v} + \frac{Ze^2}{6\varepsilon_0} |\psi_Q(0)|^2 [\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle]. \quad (9)$$

Die Geschwindigkeit im Resonanzfall $[\omega_A = \omega_Q]$ beträgt somit

$$v_{\text{res}} = \frac{Ze^2c}{6\varepsilon_0\hbar\omega_0} [|\psi_A(0)|^2 - |\psi_Q(0)|^2] [\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle]. \quad (10)$$

Man bezeichnet $S = v_{\text{res}}$ auch als Isomerieverschiebung [2].

2.3.2 Magnetische Dipolwechselwirkung

Die magnetische Dipolwechselwirkungsenergie beträgt $E_m = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B} = -\mu_z B_z$, wobei das magnetische Kerndipolmoment $\vec{\mu}_I$ proportional zum Kerndrehimpuls \vec{I} ist [Quantisierungsrichtung z -Achse]. Ein messbares Magnetfeld am Kernort liegt bei ^{57}Fe bereits aufgrund der Elektronenverteilung und Gitterstruktur vor [magnetisches Hyperfeinfeld]. Die Aufspaltung kann durch äußere Magnetfelder verstärkt werden. Die Isomerieverschiebung zwischen den aufgespaltenen ^{57}Fe -Niveaus ergibt sich aus $\mu_z = \gamma \cdot M_z$ mit der z -Komponente M_z des Kerndrehimpulses und dem gyromagnetischen Verhältnis $\gamma = \frac{|\vec{\mu}_I|}{|\vec{I}|}$ zu [2]

$$v_{\text{res}} = -\frac{c}{\hbar\omega_0} \left[\frac{|\vec{\mu}_{I,a}|}{|\vec{I}_a|} M_{z,a} - \frac{|\vec{\mu}_{I,g}|}{|\vec{I}_g|} M_{z,g} \right]. \quad (11)$$

2.3.3 Elektrische Quadrupolwechselwirkung

Die Energieverschiebung in Folge der elektrischen Quadrupolwechselwirkung beträgt

$$E_Q = \frac{3M_z^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)} Q \cdot V_{zz} \cdot e \equiv (3M_z^2 - I(I+1)) \hbar\omega_Q, \quad (12)$$

wobei Q der Erwartungswert des Quadrupoloperators und V der Tensor des elektrischen Feldgradienten sind. Die Quadrupolwechselwirkung tritt also nur für Zustände mit $I > 0$ auf. Die für den 14,4 keV-Übergang in ^{57}Fe relevante Aufspaltung des Zustandes $I = \frac{3}{2}$ in zwei Terme $|M_z| = \frac{3}{2}$ und $|M_z| = \frac{1}{2}$ beträgt $\Delta E = 6\hbar\omega_Q$, sodass man für die Isomerieverschiebung

$$v_{\text{res}} = \frac{eQV_{zz}c}{2\hbar\omega_0} \quad (13)$$

mit dem unverschobenen Übergang $\hbar\omega_0$ erhält [2].

2.4 Szintillatoren

Szintillatoren sind Materialien, die einfallende hochenergetische elektromagnetische Strahlung in mit herkömmlichen Mitteln messbare $[UV, VIS]$ umwandeln. Dabei dominieren abhängig von der Energie der einfallenden Photonen und der [effektiven] Kernladungszahl Z des Materials verschiedenen Effekte [vergleiche Abbildung 2]: den photoelektrischen Effekt, den Compton-Effekt und die Paarproduktion; prinzipiell tritt aber, sofern energetisch möglich, jeder dieser Prozesse immer auf.

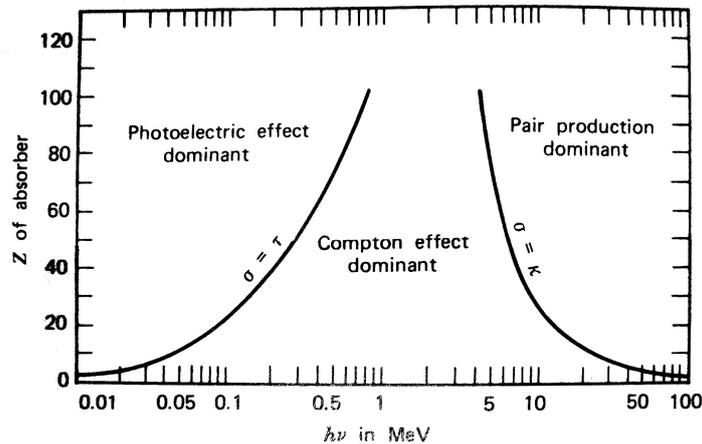


Abbildung 2: Die dominierenden Effekte bei der Szintillation über γ -Energie und Kernladungszahl Z [aus [1]].

Beim Photoeffekt wird die gesamte Energie des einfallenden Photons auf ein Hüllenelektron übertragen und das entsprechende Atom somit ionisiert. Das nun freie und schnelle Elektron löst über Stöße weitere gebundene Elektronen aus und ionisiert weitere Atome, bis die gesamte Energie des eingestrahnten Photons in Ionisationsenergie übergegangen ist. Bei der Rekombination wird nun von jedem dieser ionisierten Atome ein Photon [oder mehrere über Zwischenschritte] niedrigerer Energie - verglichen mit der des anfangs eingestrahnten - isotrop ausgesandt. Aufgrund der diskreten Energieniveaus der Elektronen werden nur Photonen diskreter Energien ausgesandt.

Beim Compton-Effekt wird die frei werdende Energie einer abgebremsten Ladung in elektromagnetische Bremsstrahlung umgewandelt, die energetisch sehr viel niedriger liegt, als die kinetische Energie des beschleunigten Teilchens. Dies erfolgt jedoch nicht diskret - man erhält ein kontinuierliches Spektrum bei niedrigen Energien. Die Intensität ist dabei stark von der Richtung relativ zum einfallenden Photon abhängig [je größer die Energie des einfallenden Photons ist, desto mehr].

Bei der Paarbildung entstehen im elektro-magnetischen Feld eines Atomkerns ein Elektron und ein Positron; dazu muss die Energie des eingestrahnten Photons jedoch mindestens die Energie äquivalent der Ruhemasse der beiden Teilchen [$\sim 1,024$ MeV] tragen - damit dieser Prozess wahrscheinlich wird, sogar ein vielfaches dessen. Die über die mindestens nötige Energie hinausgehende wird in kinetische der beiden Teilchen umgewandelt. Das entstandene Positron wird sehr schnell abgebremst und von anderen Elektronen annihiliert; dabei entsteht wiederum ein Photon, welches nun $1,024$ MeV hat und über die vorig beschriebenen Prozesse in Photonen niedrigerer Energie umgewandelt wird. Das gebildete Elektron wird über Stöße und den Compton-Effekt ebenfalls abgebremst und produziert ebenfalls niederenergetische Photonen.

Die nach dem Szintillator vorhandenen Photonen sind nun mit Photodetektoren messbar; die gesamt gemessene Intensität aller niederenergetischen Photonen ist dabei proportional der des eingestrahnten Photons.

Die Szintillatoren sind jedoch zusätzlich [schwach] dotiert, da die Photonen mit einer für einen Übergang im Festkörper charakteristischen Energie in diesem absorbiert werden. Dieser Prozess ist nicht immer umkehrbar, da zu einem gewissen Anteil die Energie des Photons thermisch verschwindet.

Durch die Dotierung entstehen niedriger gelegene angeregte Zustände im Festkörper, die bei Abregung Photonen liefern, die nur an gleichen Übergängen auch wieder absorbiert werden. Da die Dotierung so schwach ist, ist es erstens unwahrscheinlicher, dass ein Photon diesen Übergang findet. Zweitens sind die Energien niedriger

als die des Leitungsbandes, so dass sie relativ schnell wieder besetzt werden und nicht für einen Übergang zur Verfügung stehen.

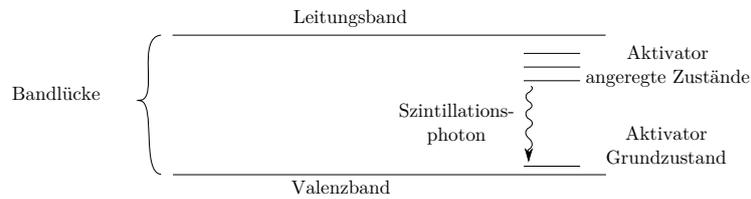


Abbildung 3: Szintillationsprozess - schematisch [nach [1]].

Dadurch verliert man zwar einen kleinen Teil der Energie beim Übergang der Elektronen vom Leitungsband zum angeregten Zustand des Aktivators, nutzt jedoch so vom Festkörper relativ unbeeinflusste Photonen, die man anschließend detektieren kann.

3 Versuchsaufbau und -durchführung

Als Strahlungsquelle diente ^{57}Co , als Absorber:

- ◆ Eisen-Folie [$d = 25\ \mu\text{m}$],
- ◆ Edelstahl-Folie,
- ◆ Eisensulfat-Folie [FeSO_4].

Die verwendeten Messinstrumente waren:

- ▷ Mößbauerantrieb: *MÖSSBAUER DRIVING UNIT MR-360*.
- ▷ Frequenzgenerator: *DFG-1000*.
- ▷ Analog-Digital-Wandler [mit PHA, Gate, MCA, Start, Channel]: *CMCA-550*.
- ▷ Verstärker: *Ortec 575A*, *Ortec 427A*, *DGG6 HMI*.
- ▷ Einkanaldiskriminator: *Canberra SCA 2031*.
- ▷ Oszilloskop: *Agilent 54621A*
- ▷ PC mit WISSOFT-Software

Zur Messung eines Energiespektrums wurde das Signal analog Abbildung 4 a) verarbeitet; zur Messung eines Mößbauerspektrum gemäß Abbildung 4 b).

Da der SCA ein leicht verzögertes Signal lieferte, musste die Verschiebung zur selektiven Energiespektrumsmessung mit Hilfe der Verstärker 2 und 3 ausgeglichen werden; am Oszi konnte dies live passieren.

Bei der MDU handelte es sich um einen Lautsprecherähnlichen Motor, der die ^{57}Co -Quelle vor und zurück bewegen konnte. Die Ansteuerung erfolgte über den Frequenzgenerator; in unserem Fall sinusförmig mit 18 Hz.

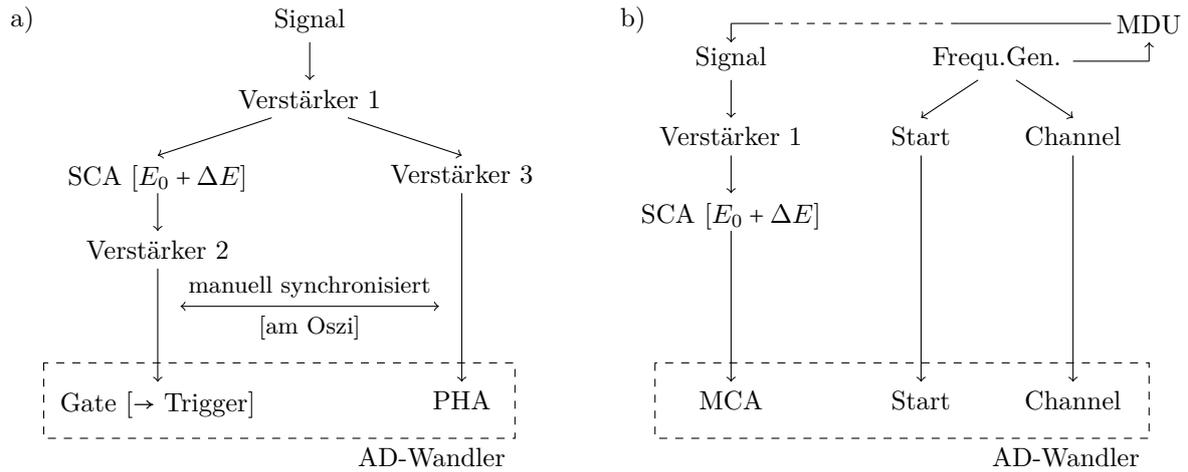


Abbildung 4: Signalverarbeitung zur Messung a) eines Energiespektrums, b) eines Mößbauerspektrums.

4 Messergebnisse

Für natürliches Eisen:	Energieaufspaltung im Grundzustand:	$\Delta E_0 = 188 \text{ neV}$.
	Energieaufspaltung im angeregten Zustand:	$\Delta E_0 = 107 \text{ neV}$.
	Intrinsisches Magnetfeld am Eisenkern:	$B = 32,6 \text{ T}$.
	Mit dem Kernmagneton $\mu_{I,g} = 0,0906\mu_k$ im Grundzustand gilt:	$\mu_{I,a} = -0,153\mu_k$.
	Isomeriewerschiebung des gesamten Spektrums:	$\Delta E_{\text{isomerie}} = -5,5 \text{ neV}$.
	Halbwertsbreitenverbreiterung durch die Messung um Faktor:	2,4.
	Natürliche Halbwertsbreite:	$\Gamma = 4,8 \text{ neV}$, $\Gamma = 5,3 \text{ neV}$, $\Gamma = 5,8 \text{ neV}$.
Für Edelstahl:	Isomeriewerschiebung des gesamten Spektrums:	$\Delta E_{\text{isomerie}} = -4,0 \text{ neV}$.
	Natürliche Halbwertsbreite:	$\Gamma = 8,0 \text{ neV}$.
Für Eisen(II)-Sulfat:	Isomeriewerschiebung des gesamten Spektrums:	$\Delta E_{\text{isomerie}} = 55 \text{ neV}$.
	Natürliche Halbwertsbreite:	$\Gamma = 8,8 \text{ neV}$, $\Gamma = 9,9 \text{ neV}$.

5 Diskussion

Als grobe Abschätzung ergab sich für die obere Grenze der aufgenommenen Strahlendosis von der Quelle bei ca. 1 m Abstand ein Wert von ca. 15% der natürlichen, also für den Zeitraum des Versuches ungefährlich; diese geht jedoch quadratisch mit dem Abstand und kann bei entsprechend kleinen Abständen somit regional gefährlich werden. Da die Quelle jedoch die ganze Zeit hinter Blei war, ist dieser Versuch radioaktiv unbedenklich.

Die in Abbildung 5 gezeigten Energiespektren der Teststrahler weisen alle die Charakteristika einer Szintillationsmessung auf: Zu jedem Energiepeak [mit doppelter Linienbreite aufgrund der Verbreiterung durch Quelle und Szintillator] gibt es ein darunter liegendes Compton-Spektrum, wobei aufgrund der Breite des Peaks die Compton-Kante nicht zu sehen ist.

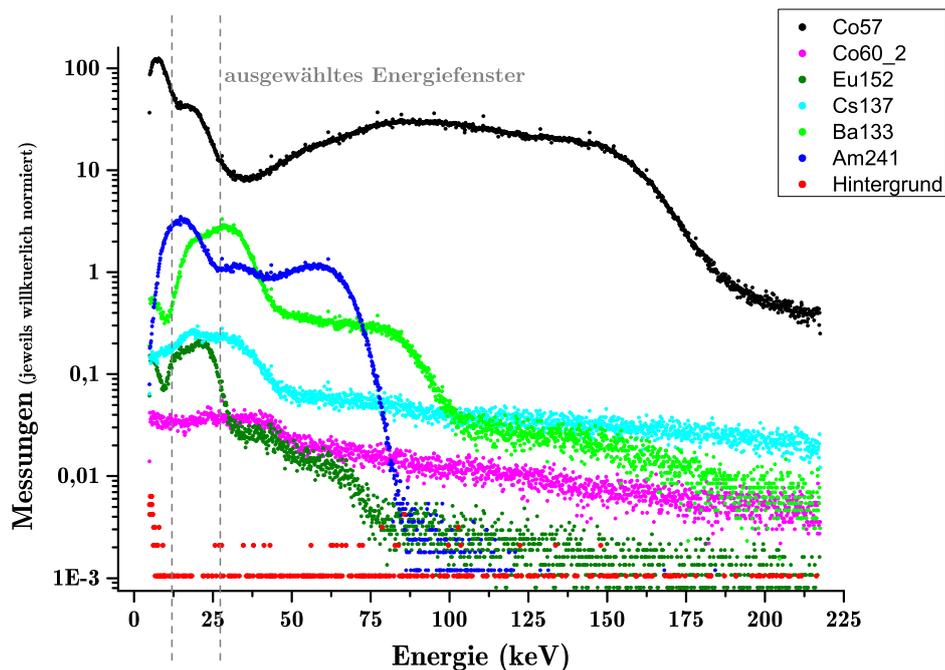


Abbildung 5: Aufgenommene Spektren verschiedener Strahler zum Kalibrieren der Energieskala.

Beispielhaft für ^{57}Co sind das der Peak bei 7 keV des $ce - K - 1$ -Zerfalls [der Peak ganz links], der Peak bei der uns interessierenden Energie von 14,4 keV der Abregung des Zustands mit $I = \frac{5}{2}$ [wobei aufgrund der Halbwertsbreite nur die rechte Hälfte zu sehen ist] und die Peaks bei 136 keV und 122 keV ebenfalls der Abregung der Zustände von $I = \frac{5}{2}$ beziehungsweise $I = \frac{3}{2}$. Die zwei letzten verschwinden dabei fast vollständig in ihren Compton-Spektren. Diese sind auch der Grund dafür, dass die Energie-Peaks bei niedrigen Energien, trotz kleinerer Zerfallswahrscheinlichkeit, intensiver im Spektrum hervortreten.

5.1 Natürliches Eisen

Unter Beachtung der Übergangsregeln für magnetische Dipolstrahlung ergibt sich aus Formel 11 auf Seite 4 eine Aufspaltung der Energien bei anliegendem Magnetfeld in 6 Komponenten. Dieses Magnetfeld liegt in natürlichem Eisen intrinsisch vor und erklärt somit die Aufspaltung in Abbildung 6.

Die Intensitäten der einzelnen Peaks sind proportional zu den Übergangswahrscheinlichkeiten der Übergänge nach den Regeln der magnetischen Dipolstrahlung ohne anliegendes äußeres Magnetfeld und für polarisationsfreie Strahlung [3]. Das gemessene Spektrum stimmt dabei sowohl qualitativ in der Intensitätsverteilung als auch quantitativ in der Energieaufspaltung sehr gut mit [3], Seite 326 überein.

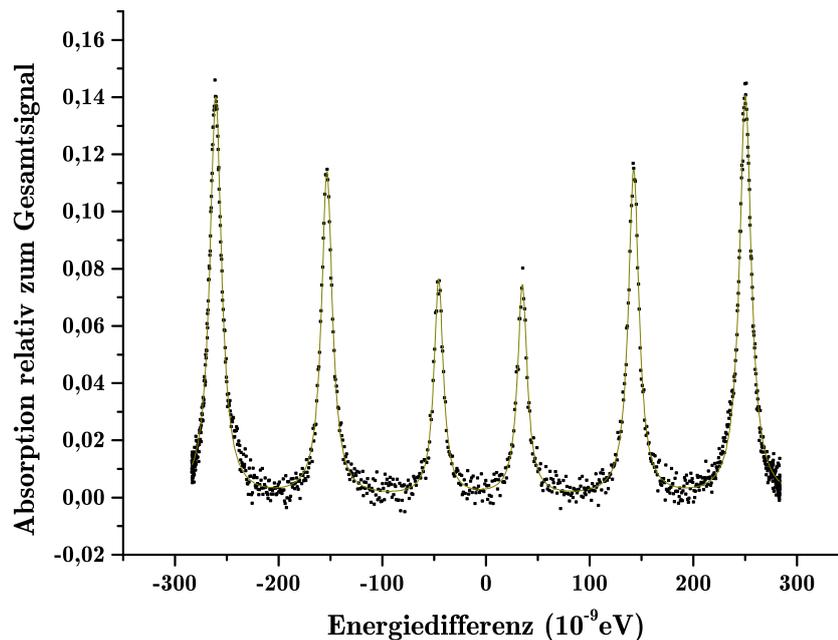


Abbildung 6: Absorption der 14,4 keV-Strahlung durch eine Eisenfolie [Dicke 25 μm] über der dopplerinduzierten Energieverschiebung.

Als Energieaufspaltung des natürlichen Eisens ergab sich $\Delta E_1 = 107 \text{ neV}$ im angeregten [$I = \frac{3}{2}$] und $\Delta E_0 = 188 \text{ neV}$ im Grundzustand [$I = \frac{1}{2}$]. Verglichen mit der Energie der eingestrahnten γ -Quanten [14,4 keV] ist dies 11 Größenordnungen kleiner und demonstriert eindrucksvoll den Einfluss des Mößbauer-Effekts auf die Messung.

Aus Gleichung 11 auf Seite 4 sieht man, mit $|\tilde{\mu}_{I,g}| = 0,0906\mu_k$ und $\mu_k = \frac{e}{2m_p}\hbar$ dem Kernmagneton und den aus Abbildung 6 abgelesenen Energiedifferenzen, dass das \vec{B} -Feld am Ort der Eisenkerne im natürlichen Eisen 32,6 T betragen muss. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit einem Literaturwert von 33,3 T [vgl. [4] S.280].

Das sich aus der gleichen Überlegung ergebende Kernmagneton für den angeregten Zustand wird dann zu $-0,158\mu_k$, was ebenfalls mit der Literatur [$-0,153\mu_k$, [4] S.280] übereinstimmt.

Die Isomerieverschiebung bezüglich der Quelle [Eisenatome in Rhodium] von natürlichem Eisen ergibt sich zu $\Delta E_{\text{isomerie}} = -5,5 \text{ neV}$.

Betrachtet man die Halbwertsbreiten des Spektrums des natürlichen Eisens, welches durch den Einfluss der Messung verbreitert ist, für welche theoretisch $\Gamma = 4,7 \text{ neV}$ [laut [3]] und laut Datenblatt leicht verschieden $\Gamma = 4,8 \text{ neV}$ gilt, so sieht man, dass die Quelle und die Messapparatur die Linienbreite um einen Faktor 2,4 verbreitern. Je größer dabei der Betrag der Geschwindigkeit des Mößbauer-Antriebs, desto größer wird die Halbwertsbreite in diesem Fall; gleichzeitig nimmt die Intensität zu. Dies ist zu verstehen, wenn man berücksichtigt, dass das Verhältnis von Halbwertsbreite und Lebensdauer antiproportional, das von Intensität und Lebensdauer jedoch proportional sind.

5.2 Edelstahl

Für Edelstahl beobachtet man einen Resonanzabsorptionspeak im betrachteten Energieintervall. Das Intensitätsmaximum ist bezüglich ^{57}Fe um $-4,0\text{ neV}$ verschoben, was sich qualitativ durch die Isomerieverschiebung erklären lässt. Der Begriff Edelstahl ist nicht klar definiert und wird angewandt auf eine Reihe von Eisenlegierungen und nicht legierten Mischungen aus Eisen und anderen Stoffen. In diesen Legierungen variiert die Form der chemischen Bindung der Eisenatome, sodass aufgrund unterschiedlicher Elektronendichteverteilungen bei jeder Bindung auch die Energierterme der Kernniveaus verschoben sind [Monopolterm]. Der beobachtete Peak stellt eine Überlagerung aller Isomerieverschiebungen dar, sodass man sagen kann, dass diese im Mittel den Energieabstand der Zustände $I = \frac{3}{2}$ und $I = \frac{1}{2}$ verkleinern.

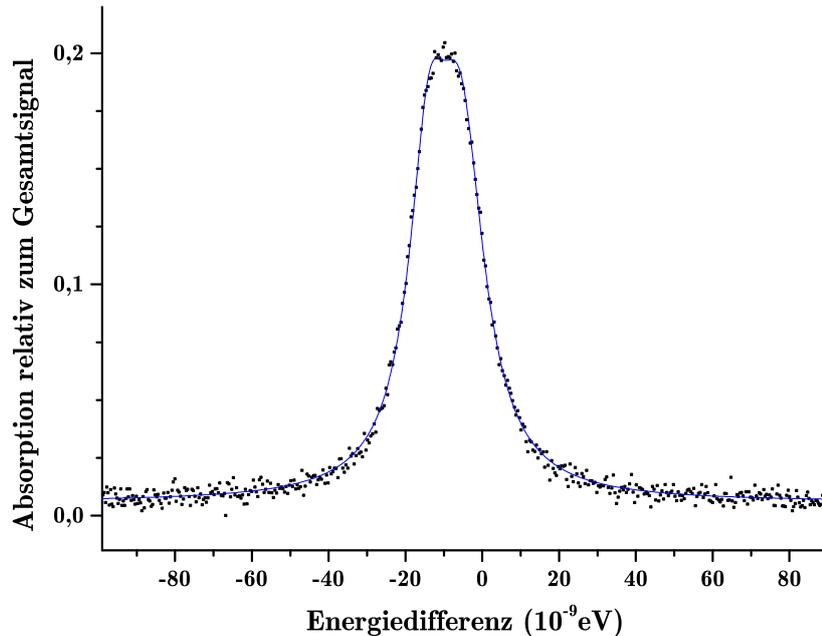


Abbildung 7: Absorption der $14,4\text{ keV}$ -Strahlung durch eine Edelstahlfolie über der dopplerinduzierten Energieverschiebung.

Aufgrund der Unterschiedlichkeit der Bindungen des Eisens im Edelstahl kann man auch keine Aussage über ein inneres Hyperfeinfeld treffen. Effektiv wird die Absorptionslinie durch magnetische Wechselwirkungen zusätzlich verbreitert. Aus dem Absorptionsspektrum ergibt sich die Linienbreite experimentell zu $8,0\text{ neV}$. Vergleicht man dies mit der kleinsten gemessenen Halbwertsbreite bei natürlichem Eisen [Wert $4,6\text{ neV}$ bei fünffacher Isomerieverschiebung] unter Berücksichtigung einer Extrapolation, so ergibt sich für Edelstahl etwa die doppelte Linienbreite im Vergleich zu natürlichem Eisen.

5.3 Eisen(II)Sulfat

Im aufgenommenen Mößbauerspektrum für FeSO_4 beobachtet man zwei Hauptpeaks, welche nicht symmetrisch zu $\Delta E = 0\text{ neV}$ liegen. Diese entstehen aufgrund der M_z -abhängigen Quadrupolaufspaltung des $I = \frac{3}{2}$ Energierms in zwei Unterniveaus. Das zweiwertige Eisen $[\text{Fe}^{2+}]$ hat die Elektronenkonfiguration $[\text{Ar}]3d^6$, die äußere d-Schale ist somit nicht abgeschlossen. Die halbgefüllte 3d-Schale besitzt eine kugelsymmetrische Ladungsverteilung, sodass die Quadrupolwirkung allein durch den vom sechsten 3d-Elektron erzeugten Feldgradienten bewirkt wird. Die Energieaufspaltung beträgt [Abstand der Maxima] 136 neV und liegt damit in der Größenordnung der magnetischen Aufspaltung von natürlichem Eisen im inneren Hyperfeinfeld.

Berücksichtigt man nur die Quadrupolwechselwirkung, müssten die Absorptionspeaks symmetrisch zu Null liegen. Diese sind jedoch um 55 neV verschoben. Im zweiwertigen Eisen liegen die Kernniveaus also tiefer gebunden als in natürlichem Eisen [möglicherweise schwächere Wechselwirkung mit Atomhülle aufgrund positiver Gesamtladung]. Die Intensitäten der beiden Hauptpeaks unterscheiden sich. In die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten

der aufgespalteten Unterniveaus [Erwartungswert des Quadrupoloperators] gehen die verschiedenen Zustandswellenfunktionen ein, sodass diese im Allgemeinen nicht gleich sind. Man beobachtet diesen Fall aber beispielsweise bei Pulverproben [statistische Verteilung der Feldgradienten].

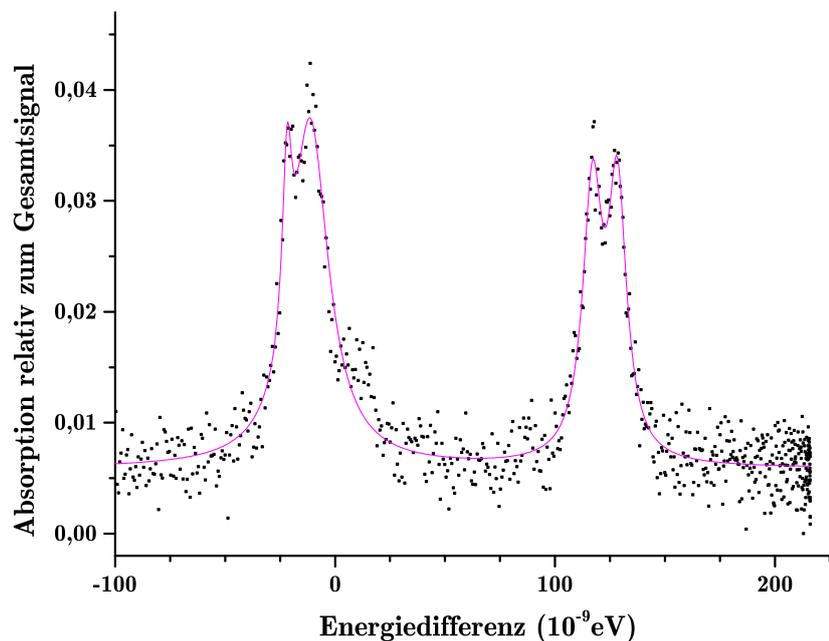


Abbildung 8: Absorption der 14,4keV-Strahlung durch eine Eisensulfat-Folie über der dopplerinduzierten Energieverschiebung.

Bei genauerem Hinsehen erkennt man, dass die beiden Hauptpeaks zerklüftete Spitzen aufweisen. Diese deuten eine Überlagerung von jeweils mindestens zwei Peaks an, welche gerade noch auflösbar sind. Die Energiedifferenz der jeweiligen Teilspitzen beträgt 11 neV. Eine mögliche Erklärung wären elektromagnetische Wechselwirkungen in höherer Ordnung, wobei fraglich ist, ob wir diese tatsächlich auflösen könnten. Dabei ist womöglich auch die Wechselwirkung der Eisenkerne mit den Sulfationen in höherer Ordnung [Dipolmoment] zu berücksichtigen. Eine Verschiebung durch Verunreinigungen mit Eisen(III)Sulfat aufgrund Oxidationsprozessen kann dabei ausgeschlossen werden, da Eisen(III)Sulfat keine oder kaum Quadrupolaufspaltung zeigt [vgl. Elektronenkonfiguration $[\text{Ar}]3d^5 \rightarrow$ kugelsymmetrische Verteilung].

6 Zusammenfassung

Man hat eindrucksvoll die durch den Mößbauereffekt erzielbare Auflösung gesehen. Die dadurch bestimmbaren Größen wie magnetisches Moment, B -Feld, ... sind vielfältig, bedürfen jedoch einer vorigen theoretischen Behandlung.

Der Versuch war in sehr guter Übereinstimmung mit der Literatur.

Die Aufspaltung der Peaks in den Spektren in Abbildung 7 und 8 sind jedoch in der benutzten Literatur nicht zu finden gewesen und bedürften weiteren, längeren Messungen - ob sie auch wirklich existieren und nicht Messartefakte sind.

7 Literatur

- [1] GLENN F. KNOLL: *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000.
- [2] GÜNTER SCHATZ, ALOIS WEIDINGER UND MANFRED DEICHER: *Nukleare Festkörperphysik: Kernphysikalische Messmethoden und ihre Anwendungen (German Edition)*. Vieweg+Teubner Verlag, 2010.
- [3] HANS FRAUENFELDER: *The Mössbauer Effect*, Band 6. Benjamin New York, 1962.
- [4] KLAUS BETHGE AND GERTRUD WALTER AND BERNHARD WIEDEMANN: *Kernphysik: Eine Einführung (Springer-Lehrbuch) (German Edition)*. Springer, 2007.
- [5] MAYER-KUCKUK, THEO: *Kernphysik: Eine Einführung (Teubner Studienbücher Physik) (German Edition)*. Vieweg+Teubner Verlag, 2002.

8 Anhang

- Handschriftliches Protokoll
- Abkürzungen:
 - ♣ AD - Analog-Digital-Wandler
 - ♣ Amp. - Verstärker
 - ♣ Frequ.Gen. - Frequenzgenerator
 - ♣ MCA - Mehrkanaldiskriminator
 - ♣ MDU - Mößbauerantrieb
 - ♣ Oszi - Oszilloskop
 - ♣ PC - Personal Computer
 - ♣ PHA - Puls-Höhen-Analysator
 - ♣ SCA - Einkanaldiskriminator