

Fortgeschrittenenpraktikum – Auswertung

Mößbauerspektroskopie

Erik Streb*, Martin Kavalár†

19. Mai 2007

Betreuer: Dr. West

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Kernresonanzabsorption	2
2.2	Natürliche Linienbreite	2
2.3	Debye-Waller-Faktor	3
2.3.1	Rückstoß	3
2.3.2	Wahrscheinlichkeit für Rückstoßfreiheit	4
2.4	Aufspaltungen	4
2.4.1	Magnetische Dipolwechselwirkung	4
2.4.2	Quadrupolaufspaltung	4
2.4.3	Isomeriewerschiebung	5
3	Versuchsaufbau	5
4	Durchführung und Auswertung	5
4.1	Eichung des Mößbauerantriebs	5
4.2	Untersuchung von Fe^{2+} und Fe^{3+}	6
4.2.1	Isomeriewerschiebung und Quadrupolaufspaltung	6
4.2.2	Isomeriewerschiebung zwischen Fe^{2+} und Fe^{3+}	6
4.2.3	Elektronendichten am Kernort	7

*E-Mail: mail@erikstreb.de

†E-Mail: kavalara@gmail.com

4.2.4	Quadrupolaufspaltung	7
4.3	Magnetische Dipolwechselwirkung und Isomerieversch. an ^{57}Fe	7
4.3.1	Isomerieverschiebung zwischen Quelle und Absorber	7
4.3.2	Magnetisches Moment im angeregten Zustand von ^{57}Fe	8
4.3.3	Magnetisches Hyperfeinfeld am Kernort	9
4.3.4	Extrapolation des Hyperfeinfeldes auf $T = 0\text{ K}$	9
4.4	Thermische Rotverschiebung	9
5	Schlussbemerkung	10

1 Einleitung

Unter dem nach seinem Entdecker Rudolf Mößbauer (Nobelpreis 1961) benannten Effekt versteht man die quasi rückstoßfreie Emission bzw. Absorption eines Gamma-Quants durch einen Atomkern. Dies ist möglich durch Einbinden des Kerns in ein Kristallgitter, der durch seine große Masse dem γ -Quant kaum Energie entzieht. Durch Kombination von Emission und Absorption lässt sich eine extrem empfindliche Messmethode für geringe Energieänderungen im Spektrum eines Kerns realisieren. Im Versuch soll genau diese Leistungsfähigkeit demonstriert werden. Außerdem sollen exemplarisch einige typische Mößbauerspektren erstellt werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Kernresonanzabsorption

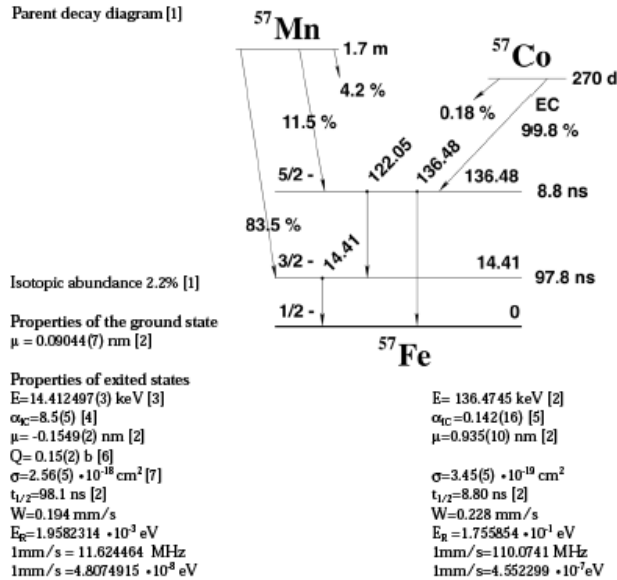
Bei der Kernresonanzabsorption bestehen Quelle und Absorber aus dem selben Isotop. Der relevante Übergang besteht hierbei zwischen zwei Energieniveaus des nuklearen Grund bzw. angeregten Zustands (E_g bzw. E_a). In der Quelle wird das Isotop (z. B. ^{57}Fe , angeregt durch zerfallendes ^{57}Co , siehe Abbildung 1) angeregt und relaxiert anschließend unter Aussendung hochenergetischer γ -Strahlung der Frequenz $\hbar\omega = E_a - E_g$ in den Grundzustand. Die Absorberkerne werden, bei vorliegender Resonanz, in den angeregten Zustand E_a versetzt. Daher sollte beim Aufbau zur Transmissionspektroskopie in Strahlrichtung der Quelle von einem geeigneten Detektor bei der Resonanzfrequenz des Absorbers ein Intensitätsabfall gemessen werden.

2.2 Natürliche Linienbreite

Aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ entspricht der Zeit τ , die für die Entwicklung eines instabilen Niveaus charakteristisch ist, eine Energieunschärfe

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\tau} \quad (1)$$

Die Energie eines instabilen Niveaus kann also nicht mit beliebiger Genauigkeit bestimmt werden, sondern höchstens mit einer Unschärfe ΔE . Diese nennt man die *natürliche Linienbreite* des betrachteten Niveaus.



Isomer shifts for Fe in different host matrices (mm/s)[8]

V	Cr	Fe/Nb	Ta	Mo	Rh	Pd	Cu	Ir	Pt	Ag	Au	
-0.157(1)	-0.1473(3)	0	0.001(1)	0.046(1)	0.0470(15)	0.1090(3)	0.1684(4)	0.2268(5)	0.2310(5)	0.3437(6)	0.499(2)	0.641(1)

Abbildung 1: Zerfallsschema von ^{57}Co zu ^{57}Fe

Wenn man kann die Zustände als einen gedämpften harmonischen Oszillator annähert, erhält man für die Intensität der Spektrallinien eine Cauchy-Verteilung (auch bekannt als Lorentz-Kurve):

$$I(E) = \frac{1}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\hbar}{2\tau}\right)^2} \quad (2)$$

wobei E_0 die Grundzustandsenergie bezeichnet, die hier das Zentrum der Verteilung ist.

Außerdem kommt es durch thermische Bewegung der Atome zu einer Dopplerverbreiterung, die hier nicht weiter diskutiert wird.

2.3 Debye-Waller-Faktor

2.3.1 Rückstoß

Bei der Emission eines Photons durch den Atomkern erfährt der Kern einen Rückstoß. Die Energie des Photons ist dann im Vergleich zur Energie des Übergangs um diese Rückstoßenergie vermindert.

$$E_r = \frac{p_{ph}^2}{2m} = \frac{E_{ph}^2}{2mc^2} \quad (3)$$

Für den Fall der 14,4 keV Linie eines ^{57}Fe -Kerns beträgt die Rückstoßenergie ungefähr $2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$. Diese Energie liegt um mehrere Größenordnungen über der Breite der Emissionslinie und verhindert somit eine Resonanzabsorption.

Im Gegensatz dazu ist die Rückstoßenergie, die ein Natriumatom bei Emission eines Lichtquants der Wellenlänge 589 nm erfährt wesentlich kleiner als die Breite der Spektrallinie (25 kHz zu einigen MHz).

2.3.2 Wahrscheinlichkeit für Rückstoßfreiheit

Der Debye-Waller-Faktor beschreibt den Anteil der Absorption von γ -Quanten, der praktisch „rückstoßfrei“, d. h. ohne Frequenzverschiebung erfolgt, weil der Kristall aufgrund seiner großen Masse als Ganzes den Rückstoß aufnimmt – es entsteht also kein Phonon. Dies ist vergleichbar mit einem Ball, der auf eine harte Wand trifft.

Mit der Debyeschen Näherung für niedrige Temperaturen ($T < \Theta$) gilt:

$$f(T) = \exp \left[-\frac{E_R}{k_B \Theta} \left(\frac{3}{2} + \frac{\pi^2 T^2}{\Theta^2} \right) \right] \quad (4)$$

Man sieht, dass dieser Anteil mit abnehmender Temperatur (und für große Debyetemperaturen Θ) steigt: Je kälter, desto härter ist der Kristall.

2.4 Aufspaltungen

Als Hyperfeinaufspaltung bezeichnet man die über die Feinstruktur hinausgehende, auf der Kern-Hülle-Wechselwirkung beruhende Linienaufspaltung.

2.4.1 Magnetische Dipolwechselwirkung

Diese Aufspaltung ergibt sich aus den unterschiedlichen Ausrichtungen des Kerndipolmoments $\vec{\mu}_I$ in dem durch die Hüllenelektronen erzeugten Magnetfeld am Kernort \vec{B}_J . Der Gesamtdrehimpuls \vec{F} des Atoms ist somit gequantelt:

$$|\vec{F}| = \sqrt{F(F+1)}\hbar \quad (5)$$

Daraus ergibt sich eine Wechselwirkungsenergie von

$$E_m = -\vec{\mu}_I \vec{B}_J \quad (6)$$

2.4.2 Quadrupolaufspaltung

Ist der Kern nicht exakt kugelsymmetrisch kann er ein Quadrupolmoment Q innerhalb eines elektrostatischen Feldes besitzen. Durch das Feld der Elektronenhülle kann eine Quadrupolaufspaltung beobachtet werden. Die Aufspaltung errechnet sich mit

$$\Delta E_Q = E_q \left(I = \frac{3}{2}, m_I = \pm \frac{3}{2} \right) - E_q \left(I = \frac{3}{2}, m_I = \pm \frac{1}{2} \right) = \frac{eqQ}{2} \quad (7)$$

2.4.3 Isomerieverschiebung

Durch verschiedene Ausdehnungen des Kerns ändert sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen innerhalb des Kerns. Dadurch sind für den Kern unterschiedliche elektrische Felder wahrnehmbar. Da angeregte Kerne und Kerne im Grundzustand unterschiedliche Durchmesser R_a und R_g haben, können wir eine Verschiebung der Kernniveaus beim Mößbauerübergang, die sogenannte Isomerieverschiebung, beobachten. Die Isomerieverschiebung δ wird bestimmt durch

$$\delta = \Delta E_A \Delta E_S = \frac{2\pi}{5} Z e^2 \left(|\Psi_A(0)|^2 - |\Psi_S(0)|^2 \right) (R_a^2 - R_g^2) \quad (8)$$

wobei Z die Kernladungszahl und $|\Psi(0)|^2$ die Elektronendichte am Kernort bezeichnet.

3 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau war fertig aufgebaut und bestand aus der Mößbauerquelle, die mit einem Antrieb (ähnlich einem Lautsprechertreiber) durch eine angelegte Wechselspannung (Dreiecksspannung) bewegt werden konnte. Der Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Geschwindigkeit der Quelle ist linear. Zusätzlich wurde mit einer zweiten Spule die Geschwindigkeit, bzw. eigentlich die induzierte Spannung, des Antriebs gemessen. Auf einem Oszilloskop konnte man außer dem Antriebssignal (Dreiecksspannung) zusätzlich zur Kontrolle und Fehlerbestimmung die Differenz zwischen Signalgeberspannung und Kontrollspannung beobachten.

Über dem Antrieb – und der darüber festgeklemmten, austauschbaren Probe – war ein Geiger-Müller-Zählrohr angebracht, dessen Signal verstärkt wurde um es zur Auswertung an einen Computer zu übertragen. Dazu wurde die Zeit einer Periode der Bewegung des Antriebs in $2^8 = 256$ Intervalle unterteilt und die Treffer in das GM-Rohr pro Intervall nacheinander an den Computer gesendet.

Zwischen den Detektor und die Quelle konnten eine Reihe von Absorbieren eingebracht werden, um deren Mößbauerspektren zu messen. Die Auswertung der gemessenen Daten geschah mit dem Computer, dank der vorhandenen und bereits auf das Fortgeschrittenpraktikum eingestellten Programme, weitgehend automatisch.

4 Durchführung und Auswertung

Das „Laborbuch“ (in diesem Fall nur ein paar zusammengeheftete Blätter) und die Ausdrucke des Messcomputers sind im Anhang einzusehen.

4.1 Eichung des Mößbauerantriebs

Der Mößbauerantrieb wurde mittels eines $\text{Na}_2[\text{Fe}^-(\text{CN})_5\text{NO}]2\text{H}_2\text{O}$ Eichabsorbers und der bekannten Quadrupolaufspaltung $Q_{\text{Lit}} = (1,7034 \pm 0,0014) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ geeicht, um die Relation zwischen der an den Antrieb angelegten Spannung U_{eff} und der sich daraus ergebenden Maximalgeschwindigkeit v_{neu} festzustellen. Wir haben dazu den Antrieb mit einer

Spannung $U_{\text{eff}} = (50,0 \pm 0,3) \text{ mV}$ betrieben (gemessen mit einem Differenzvoltmeter). Dann änderten wir, nachdem die Messung ca. eine Stunde lang gelaufen war, die alte Angabe der Maximalgeschwindigkeit v_{alt} mittels der gemessenen Quadrupolaufspaltung Q_{mess} in der Konfigurationsdatei des Auswerteprogrammes auf

$$v_{\text{neu}} = v_{\text{alt}} \frac{Q_{\text{Lit}}}{Q_{\text{mess}}} = 2,03109 \frac{1,7034 \text{ mm}}{1,71573 \text{ s}} = 2,01649 \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad (9)$$

Eine Überprüfung der Quadrupolaufspaltung ergab den Wert $Q_{\text{mess2}} = (1,70339 \pm 0,00077) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$, was mit den Angaben aus dem Skript übereinstimmt.

Die übereinstimmende Isomeriewerschiebung von $(-0,37359 \pm 0,00038) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ließ uns erkennen, dass das von uns gewählte Vorzeichen der Geschwindigkeit-Spannungsbeziehung richtig war.

Bei der Beobachtung des zur Überprüfung der Ganggenauigkeit des Antriebs angeschlossenen Oszilloskops, stellten wir fest, dass bei der gegebenen Geschwindigkeit bereits Abweichungen von ca. 0,6 % gegenüber dem vorgegebenen Weg festzustellen waren. Da die gemessene Quadrupolaufspaltung bei der Eichung jedoch mit dem Literaturwert übereinstimmt, kann man diesen Fehler – die nicht perfekte Nachführung der Probe an das Dreieckssignal – hier vernachlässigen.

4.2 Untersuchung von Fe^{2+} und Fe^{3+}

4.2.1 Isomeriewerschiebung und Quadrupolaufspaltung

Die Geschwindigkeit wurde bei uns mit einer Antriebsspannung $U_{\text{eff}} = (101,2 \pm 0,3) \text{ mV}$ eingestellt. Die Fehler unserer Messwerte ergeben sich hierbei aus den statistischen Fehlern sowie aus dem Fehler des Antriebs unter der Annahme eines linearen Zusammenhangs. Die Antriebsgeschwindigkeit bestimmt sich aus $v_{\text{max}} = \frac{U}{U_{\text{Eich}}} v_{\text{neu}}$ und war in unserem Fall mit $v_{\text{max}} = (4,08 \pm 0,04) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ gegeben. Die Umrechnung der Einheiten erfolgte mit $E = \frac{v}{c} \cdot E_0$ mit $E_0 = 14,4 \text{ keV}$.

		Fe^{2+}	Fe^{3+}
Quadrupolaufspaltung	$\left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$	$2,95 \pm 0,01$	$0,630 \pm 0,005$
	[eV]	$(1,42 \pm 0,05) 10^{-7}$	$(3,03 \pm 0,03) 10^{-8}$
Isomeriewerschiebung	$\left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$	$1,166 \pm 0,005$	$0,308 \pm 0,003$
	[eV]	$(5,60 \pm 0,03) 10^{-8}$	$(1,48 \pm 0,02) 10^{-8}$

Tabelle 1: Messwerte zu Aufgabe 5b₁ und 5b₂.

4.2.2 Isomeriewerschiebung zwischen Fe^{2+} und Fe^{3+}

Die Differenz der Isomeriewerschiebung zwischen zwei- und dreiwertigem Eisen ergab

$$\delta_{2,3} = \delta_{\text{Fe}^{2+}} - \delta_{\text{Fe}^{3+}} = (0,858 \pm 0,008) \frac{\text{mm}}{\text{s}} = (4,12 \pm 0,04) 10^{-8} \text{ eV}$$

4.2.3 Elektronendichten am Kernort

Mittels Umstellung von Gleichung 8 bekommt man die Differenz der Elektronendichten am Kernort von Fe^{2+} und Fe^{3+} .

$$\rho_{2,3} = \frac{5\delta_{2,3}}{2\pi Z e^2} (R_a^2 - R_g^2)^{-1}$$

Die Differenz der mittleren quadratischen Kernradien wurde in der Aufgabenstellung mit $(R_a^2 - R_g^2) = -0,0081 \text{ fm}^2 = -8,1 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$ angegeben, die Ordnungszahl von Eisen ist $Z = 26$ und die Elementarladung $e = 1,602176 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 4,80653 \cdot 10^{-10} \frac{\sqrt{\text{cm}^3 \text{ g}}}{\text{s}}$. Daraus ergibt sich die Differenz der Elektronenkonzentration

$$\rho_{2,3} = -(1,08 \pm 0,01) \cdot 10^{26} \frac{1}{\text{cm}^3}$$

Am negativen Vorzeichen ist zu erkennen, dass die die Elektronendichte von Fe^{3+} größer ist, als die von Fe^{2+} . Erklären lässt sich dieses Ergebnis anhand der Elektronenkonfiguration von Eisen: $\text{Ar} [3d_6 4s_2]$. Während Fe^{2+} nur die beiden 4s-Elektronen abgibt, verliert Fe^{3+} noch zusätzlich ein 3d-Elektron. Durch die Abgabe dieses Elektrons nimmt der 3d-Radius ab, da die gegenseitige Abstoßung geringer ist, und somit nimmt die Elektronendichte im Kern zu.

4.2.4 Quadrupolaufspaltung

Die Quadrupolwechselwirkung ist im Fall von Fe^{3+} eindeutig kleiner als die von Fe^{2+} . Dies lässt sich dadurch erklären, dass sich in der Elektronenkonfiguration von Fe^{3+} im Gegensatz zu Fe^{2+} keine zwei gepaarten Elektronen mit antiparallelem Spin mehr in der 3d-Schale befinden, sondern alle 3d-Elektronen parallelen Spin haben. Der Feldgradient ist damit für die unsymmetrischere Ladungsverteilung von Fe^{2+} am Kernort größer.

4.3 Magnetische Dipolwechselwirkung und Isomeriewerschiebung einer ^{57}Fe -Folie

Als nächstes wurde als Absorber eine zu 90 % mit ^{57}Fe angereicherte Folie bei einer Scheitelspannung von $U_{\text{eff}} = (231,0 \pm 0,3) \text{ mV}$ betrachtet, was einer Maximalgeschwindigkeit von $v_{\text{max}} = (9,3 \pm 0,1) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ entsprach.

Unsere Messung zeigte eine Aufspaltung in sechs Hyperfeinniveaus, welche durch Übergänge zwischen Grundzustand ($I = \frac{1}{2}$) und dem ersten angeregten Niveau des Kerns ($I = \frac{3}{2}$) zustande kommen, wobei die Auswahlregel $\Delta m_I = 0, \pm 1$ dazu führt, dass von acht denkbaren nur sechs Linien beobachtet werden.

4.3.1 Isomeriewerschiebung zwischen Quelle und Absorber

Die Hyperfeinniveaus sind alle um eine konstante Energie verschoben. Bildet man den Mittelwert zwischen den sechs δ_i , so ergibt sich diese Isomeriewerschiebung zu

$$\bar{\delta} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 \delta_i = -(0,114 \pm 0,002) \frac{\text{mm}}{\text{s}} = -(5,49 \pm 0,07) 10^{-9} \text{ eV}$$

Nimmt man wieder die Differenz der mittleren quadratischen Kernradien mit $-0,0081 \text{ fm}^2$ negativ an, so folgt aus der ebenfalls negativen Isomerieverschiebung eine positive Differenz der Elektronendichten, d. h. $\rho_A - \rho_Q > 0$. Damit ist die Elektronendichte in den Absorberkernen größer als in denen der Quelle.

4.3.2 Magnetisches Moment im angeregten Zustand von ^{57}Fe

Eisen hat im Grundzustand einen Kernspin $I = \frac{1}{2}$ und im angeregten Zustand einen Kernspin $I = \frac{3}{2}$. Damit ergeben sich unter Benutzung von Gleichung 6, dass sich zwei benachbarte Hyperfeinniveaus m_I und $(m_I - 1)$ genau um die Energiedifferenz

$$\Delta E_I = -\frac{\mu_I H}{I} \quad (10)$$

unterscheiden. Die Energiedifferenzen können aus den Messdaten wie folgt gewonnen werden:

$$\begin{aligned} \Delta E_a &= -\frac{2\mu_a H}{3} = E_2 - E_1 = E_3 - E_2 = E_4 - E_3 = E_5 - E_4 = E_6 - E_5 \\ \Delta E_g &= -\frac{2\mu_g H}{1} = E_4 - E_2 = E_5 - E_3 \end{aligned}$$

sodass für das kernmagnetische Moment im angeregten Zustand gilt

$$\mu_a = 3 \frac{\Delta E_a}{\Delta E_g} \mu_g$$

Die aus den Differenzen gebildeten Mittelwerte sind

$$\begin{aligned} \Delta E_a &= -(2,13 \pm 0,3) \frac{\text{mm}}{\text{s}} = -(1,02 \pm 0,2) 10^{-7} \text{ eV} \\ \Delta E_g &= (3,92 \pm 0,03) \frac{\text{mm}}{\text{s}} = (1,88 \pm 0,02) 10^{-7} \text{ eV} \end{aligned}$$

sodass mit $\mu_g = 0,0905\mu_N$ folgt

$$\mu_a = -(0,14765 \pm 0,02)\mu_N$$

Dieser Wert stimmt zwar mit dem Literaturwert $\mu_a = -(0,1549 \pm 0,0002)\mu_N$ überein, jedoch ist der Fehler auffällig groß. Dies kommt von einer starken Abweichung der Energiedifferenz $E_4 - E_3$ von den anderen Werten. Lässt man diesen Wert weg, so ergibt sich ein viel besserer Wert mit geringerem Fehler für die Energiedifferenz:

$$\Delta E_a = -(2,2446 \pm 0,007) \frac{\text{mm}}{\text{s}} = -(1,0782 \pm 0,004) 10^{-7} \text{ eV}$$

Und damit auch für das magnetische Moment im angeregten Zustand:

$$\mu_a = -(0,1556 \pm 0,0006)\mu_N$$

Nun ist das Ergebnis gleich dem Literaturwert (da sich die einfachen Fehlerintervalle gegenseitig erfassen).

4.3.3 Magnetisches Hyperfeinfeld am Kernort

Aus Gleichung 6 bzw. Gleichung 10 ergibt sich für das Hyperfeinfeld bei Zimmertemperatur

$$H = \frac{\Delta E_g}{2\mu_g} = (32,9 \pm 0,2) \text{ T}$$

was mit dem Literaturwert $H = (33 \pm 1) \text{ T}$ übereinstimmt. Das vom Drehmoment der Elektronen am Kern verursachte Magnetfeld ist also verglichen mit sonst üblichen Feldstärken extrem groß, erscheint aber plausibel, wenn man sich die Dimensionen eines Kerns vor Augen führt. Dies kann durch die vollbesetzten Schalen der Rumpfelektronen erklärt werden, die durch die 3d-Elektronen polarisiert werden und dadurch ein Feld am Kernort erzeugen. Dieser Beitrag ist auf den Fermi-Kontakt-Term der Wechselwirkung zwischen s-Elektronen und dem Kern bei $r = 0$ zurückzuführen.

4.3.4 Extrapolation des Hyperfeinfeldes auf den Temperaturnullpunkt

Wenn das Magnetfeld proportional zur Magnetisierung ist ($B(T) = \lambda M(T)$) und $T < T_C$ gilt, dann ist die Magnetisierung wie folgt definiert:

$$M(T) = M_0 \sqrt{\frac{T_C - T}{T_C}} \quad (11)$$

Für Eisen liegt die Curietemperatur bei $T_C = 1043 \text{ K}$. Es gilt nun also

$$B(0) = B_0 = B(T) \sqrt{\frac{T_C}{T_C - T}} \quad (12)$$

und mit einer Zimmertemperatur $T = (293 \pm 4) \text{ K}$ kommt man auf einen Wert für

$$B_0 = (38,9 \pm 0,7) \text{ T}$$

Unter der Annahme, dass sich das Hyperfeinfeld wie die Magnetisierung mit der Temperatur ändert, ist dieses Ergebnis erwartungsgemäß, da die Magnetisierung mit steigender Temperatur abnimmt bis Eisen oberhalb der Curietemperatur seine ferromagnetischen Eigenschaften verliert.

4.4 Thermische Rotverschiebung

Bei einer Antriebsspannung von $U_{\text{eff}} = (20,0 \pm 0,3) \text{ mV}$, was eine Maximalgeschwindigkeit $v_{\text{max}} = (0,81 \pm 0,02) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ergab, sollte an einem $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]3\text{H}_2\text{O}$ -Absorber, der in einem wattegepolsterten Styroporgefäß eingebaut war, bei zwei verschiedenen Temperaturen ($T = 293 \text{ K}$ und $T = 77 \text{ K}$) ein Mößbauerspektrum aufgenommen werden. Aus der Differenz der Isomerieverschiebung ließ sich die thermische Rotverschiebung berechnen. Das gemessene Ergebnis sollte mit der theoretischen Vorhersage des Gleichverteilungssatzes verglichen werden.

Bei der Messung des mittels flüssigem Stickstoff gekühlten Absorbers ist aufgefallen, dass die Zählrate anfänglich nur $\frac{1}{4}$ der Zählrate bei Raumtemperatur betrug und

allmählich stieg. Jedoch war die Zählrate am PC bei Raumtemperatur während der gesamten Messung von cirka 10 Minuten in etwa konstant. Dies ist wahrscheinlich damit zu erklären, dass der Stickstoff selbst einige γ -Quanten absorbiert, sodass die Zählrate eine Funktion der Füllhöhe im Styroporgefäß ist, die aufgrund der Verdunstung während der Messung immer weiter sank. Aufgrund der Verdunstung konnte auch nicht besonders lange gemessen werden, sodass unsere Ergebnisse hier einen deutlich größeren statistischen Fehler aufweisen (an den Fehlerbalken der Grafik im Ausdruck gut erkennbar). Auch das Signal/Rausch-Verhältnis war mit 1,4 % aufgrund der geringen Maximalgeschwindigkeit deutlich größer als in den vorangegangenen Messungen.

Die thermische Rotverschiebung ergab sich aus unseren Messungen als

$$\Delta E = (0,06 \pm 0,01) \frac{\text{mm}}{\text{s}} = (2,9 \pm 0,5) \text{ eV}$$

Wir erwarten eine Energieverschiebung je Temperaturintervall von

$$\frac{\partial E}{\partial T} = -\frac{c_m(T) E}{2N_L M}$$

Sind die Temperaturen hinreichend hoch, gilt der Gleichverteilungssatz von Dulong-Petit, wobei dann $c_m = 3R$ unabhängig von der Temperatur ist, wo $R = 8,314472 \frac{\text{J}}{\text{molK}}$ die universelle Gaskonstante ist. Mit $M = 9,4 \cdot 10^8 \text{ eV}$, $\Delta T = -216 \text{ K}$ und $E = 14,4 \text{ keV}$ folgt

$$\Delta E_{\text{theoretisch}} = -\frac{3R \Delta T}{2M c^2} E = (7,7 \pm 0,3) 10^{-9} \text{ eV}$$

Die Abweichung des berechneten Wertes resultiert wahrscheinlich aus der Einschränkung des Gleichverteilungssatzes auf hinreichend große Temperaturen.

5 Schlussbemerkung

Die von uns gemessenen Werte waren alle im Rahmen der Messungenauigkeiten in Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Da die Fehler für die gemessenen Energieverschiebungen vom Programm angegeben wurden, war nicht unmittelbar nachvollziehbar, wie diese aus der Statistik der Messungen resultierten. Es ist anzunehmen, dass die von uns in den Fehlerrechnungen erhaltenen Fehler teilweise wesentlich zu klein sind, da es ist beispielsweise nicht nachvollziehbar ist, wie das kernmagnetische Moment μ_a mit fast der gleichen Fehlertoleranz gemessen werden konnte, wie in der Literatur angegeben.