

Mößbauer-Spektroskopie

Christopher Regali

12. November 2010

Zusammenfassung

Dieses kleine Dokument soll eine kurze Zusammenfassung des Mößbauer-Spektroskopie Vortrags vom 11.11.2010 sein, der im Rahmen des anorganisch-chemischen Oberseminars stattfand. Auf spezielle Bitte enthält er die Theorie in etwas ausführlicherer Form. Es handelt sich hierbei um eine etwas erweiterte und für die Chemie angepasste Version des Theorie-teils eines Protokolls¹. Es sei vorab auch darauf hingewiesen, dass Philipp Gütlich bereits eine wesentlich bessere Zusammenfassung der Thematik² erstellt hat.

¹Internet [1]

²Paper [1] und [2]

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Theoretische Grundlagen | 3 |
| 1.1 | Resonanzabsorption | 3 |
| 1.2 | Impulserhaltung | 3 |
| 1.3 | Mößbauereffekt | 4 |
| 1.4 | Debye-Waller-Faktor | 4 |
| 1.4.1 | Einstein-Modell für Festkörper | 5 |
| 1.4.2 | Debye-Modell für Festkörper | 5 |
| 1.5 | Natürliche Linienbreite | 6 |
| 1.6 | Doppler-Verschiebung | 6 |
| 1.7 | Isomerieverschiebung | 6 |
| 1.8 | Quadrupolaufspaltung | 7 |
| 1.9 | Hyperfeinaufspaltung | 8 |
| 1.10 | Spinrossover (SCO) | 9 |
| 2 | Anwendung in der Chemie | 10 |
| 2.1 | Zusammenfassung der Informationen | 10 |
| 2.2 | Strukturaufklärung | 10 |
| 2.3 | Verfolgen des Zustandswechsels von SCO-Verbindungen | 12 |
| 3 | Verzeichnis | 14 |
| 3.1 | Quellen | 14 |

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Resonanzabsorption

Unter Resonanzabsorption versteht man das Phänomen, dass z.B. Atomkerne, welche γ -Quanten einer bestimmten Energie und damit auch Frequenz emittieren, durch Absorption selbiger erneut in einen angeregten Zustand "übergehen" können. Konkret bedeutet dies, dass die Strahlung einer Quelle bestehend aus angeregten Atomkernen eines bestimmten Elements, von einem Absorber, bestehend aus Atomen, des selben Elements im Grundzustand, absorbiert werden kann. Die benötigte Energie für Absorption und Emission ist gleich groß und ihre Frequenz wird als Resonanzfrequenz bezeichnet.

1.2 Impulserhaltung

In Wirklichkeit ist das Phänomen der Resonanzabsorption jedoch etwas komplexer. Da das emittierte γ -Quant aufgrund seiner Geschwindigkeit eine von Null verschiedene Masse und damit auch einen Impuls besitzt, muss die Impulserhaltung berücksichtigt werden. Das heißt, dass nicht die gesamte Energiedifferenz zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand auf das emittierte Photon übertragen werden kann, sondern nur ein um die Rückstoßenergie verminderter Betrag. Konkret bedeutet dies für die Energie des Kerns vor Emission des Photons:

$$E_{vor} = E_a + \frac{p^2}{2M} \quad (1)$$

Hierbei steht E_a für die Energie des angeregten Zustands, p für den Impuls des Kerns und M für die Kernmasse. Nach Emission eines Photons mit Impuls $p_{Photon} = \hbar k$ ergibt sich die Energie zu:

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

Hierbei steht E_g für die Grundzustandsenergie des Kerns.

Für die Energiedifferenz des Kerns vor und nach der Emission ergibt sich somit:

$$\Delta E = E_a - E_g + \frac{p^2}{2M} - \frac{(p - \hbar k)^2}{2M} \quad (3)$$

$$= \hbar\omega_0 + \hbar kv - \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (4)$$

Der erste Summand beschreibt die Energiedifferenz E_0 zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand einer Gitterschwingung (Phonon), der zweite Summand gibt die Dopplerverschiebung, die für ruhende Kerne Null ist, wieder und der letzte Term steht für die Rückstoßenergie E_r . Selbstverständlich muss die Impulserhaltung nicht nur bei der Emission eines Photons berücksichtigt werden, sondern auch bei der Absorption. Somit ergeben sich unter der Annahme ruhender Kerne folgende Energien der Photonen bei Emission und Absorption:

$$E_{Emission} = E_0 - E_r \quad (5)$$

$$E_{\text{Absorption}} = E_0 + E_r \quad (6)$$

Die Energiespektren der Absorption und Emission sind in 1 abgebildet. Man sieht, dass der Überlappungsbereich beider Spektren relativ klein ist.

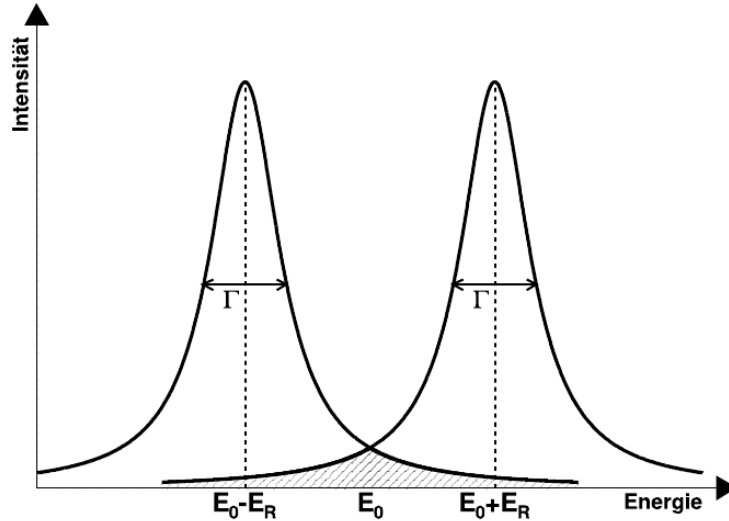


Abbildung 1: Energiespektren der Emission und Absorption

1.3 Mößbauereffekt

Um diesen Bereich und damit die Resonanzabsorption möglichst groß werden zu lassen, muss man die Rückstoßenergie minimieren, so dass die beiden Spektren im Bestfall für $E_r = 0$ identisch sind. Dies kann erreicht werden, indem man die Atomkerne in ein Gitter einbindet. Kommt es nun zur Emission bzw. Absorption von Photonen können zwei unterschiedliche Fälle eintreten. Zum einen kann es wieder zu Anregung von Phononen kommen. Es kann jedoch auch der Rückstoß auf das gesamte Gitter übertragen werden, da aufgrund der Quantisierung der Phononen nicht alle Energien zur Anregung geeignet sind. Damit reduziert sich die Rückstoßenergie aufgrund der großen Masse m des Gitters zu nahezu Null. Es ist also nur noch ein relativ scharfer Absorptionspeak zu sehen. Dieses Phänomen der rückstoßfreien Resonanzabsorption wird als Mößbauer-Effekt bezeichnet.

$$E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \approx 0 \quad (7)$$

1.4 Debye-Waller-Faktor

Da nicht alle Atomkerne rückstoßfrei, also unverschoben emittieren, wurde der Debye-Waller Faktor eingeführt. Er gibt den Anteil der unverschobenen γ -Emission an. Um ihn zu berechnen, muss man sich etwas genauer mit der quantenmechanischen Betrachtung der Festkörperphysik befassen.

1.4.1 Einstein-Modell für Festkörper

Bei der Berechnung der Wärmekapazität von Festkörpern stellte Einstein fest, dass die Gitterschwingungen in Festkörpern quantisiert sind. Der Festkörper kann durch N quantenmechanische harmonische Oszillatoren beschrieben werden, welche in allen drei Raumrichtungen mit der sogenannten Einsteinfrequenz ω_E unabhängig voneinander schwingen können. Die Energie einer solchen Gitterschwingung (eines Phonons) ist dabei gegeben durch:

$$E_{Phonon} = n\hbar\omega_E \quad (8)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeit einer Schwingungsmode ist durch die Bose-Einstein-Verteilung gegeben zu:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{\Theta_E}{T}\right) - 1} \quad (9)$$

Dabei ist $\Theta_E = \frac{\hbar\omega_E}{k_B}$ die Einstein-Temperatur.

1.4.2 Debye-Modell für Festkörper

Trotz erster Erfolge lieferte das Einstein-Modell zu große Werte für die Wärmekapazität. Es wurde deshalb von Debye verbessert. Er ging nicht von nur einer Schwingungsfrequenz aus, sondern von einem kontinuierlichen Phononenspektrum. Für kleine Frequenzen lässt sich ein linearer Zusammenhang annähern (Dispersionsrelation). Diese lineare Näherung ist bis zu einer gewissen Grenzfrequenz ω_D gut. Für höhere Frequenzen versagt sie jedoch. Formeltechnisch ist das Debye-Modell das Festkörperanalogon zum Planckschen schwarzen Strahler. Es ergeben sich jeweils charakteristische T^3 -Gesetze.

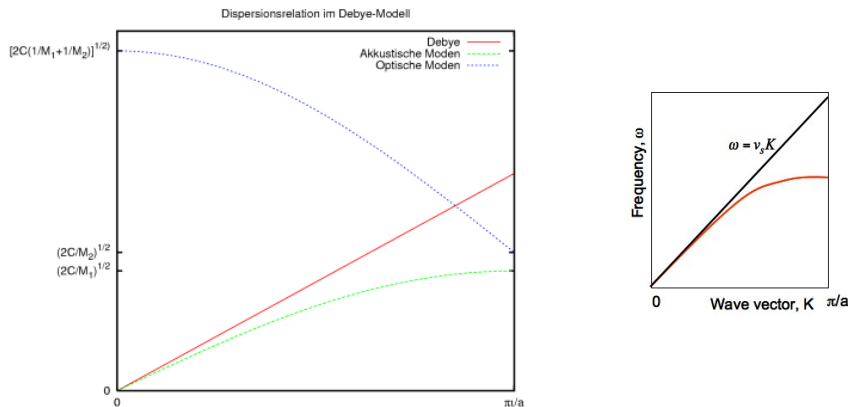


Abbildung 2: *links*: akustische und optische Schwingungsmoden; *rechts*: Vergrößerung des linearen Bereichs

Die Wahrscheinlichkeit für einen rückstoßfreien (= zero-phonon) Übergang ergibt sich in diesem Modell zu:

$$f(T) = \exp \left\{ \frac{3}{2} \frac{E_r}{k_B \Theta_D} \left(1 + 4 \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^2 \right) \int_0^{\frac{\Theta_D}{T}} \frac{u}{e^u - 1} du \right\} \quad (10)$$

Dies ist der Debye-Waller-Faktor. Unter der Annahme, dass die absolute Temperatur T unterhalb der Debye-Temperatur $\Theta_D = \frac{\hbar \omega_D}{k_B}$ liegt, lässt sich dies vereinfachen zu:

$$f(D) = \exp \left\{ -\frac{E_r}{k_B \Theta_D} \left(\frac{3}{2} + \frac{(\pi T)^2}{\Theta_D^2} \right) \right\} \quad (11)$$

1.5 Natürliche Linienbreite

Trotz optimalen Debye-Waller-Faktors von 1 ergibt sich nie ein Absorptionspeak verschwindender Linienbreite. Dies liegt an der Energieunschärferelation. Sie besagt, dass das Produkt aus natürlicher Linienbreite Γ und mittlerer Lebensdauer des angeregten Zustands τ gleich dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum ist.

$$\Gamma \tau = \hbar \quad (12)$$

Somit lässt sich aus einer Messung des Absorptionsspektrums und der daraus bestimmbaren natürlichen Linienbreite die Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}}$ bestimmen.

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma} \quad (13)$$

1.6 Doppler-Verschiebung

Wird die γ -Quelle nun zusätzlich mit der Geschwindigkeit v bewegt, so muss in der Gleichung für die Impulserhaltung auch der Kernimpuls p berücksichtigt werden. Damit ergibt sich für rückstoßfreie Absorption folgende Energie der Photonen:

$$\Delta E = \hbar \omega_0 - \hbar k v \quad (14)$$

Der letzte Term gibt die Doppler-Verschiebung an.

1.7 Isomerieverschiebung

Allgemein Die Kernenergie hängt zusätzlich von der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Kernort $\Phi(\vec{0})$, also auch von der Elektronenkonfiguration und der chemischen Bindung des Atoms ab. Hieraus ergibt sich eine unterschiedliche Energie für Quelle und Absorber, wenn diese nicht aus exakt dem selben Material bestehen. Dies führt zu einer Verschiebung des Transmissionsminimums im Mößbauerspektrum, der Isomerieverschiebung. Eigentlich sollte man erwarten, dass beide Energieniveaus (angeregter und Grundzustand)

um den gleichen Betrag nach oben bzw. unten verschoben wird. Dies ist nicht der Fall, da sich der angeregte Kern tatsächlich vom Kern im Grundzustand unterscheidet. Deshalb werden die beiden Energieniveaus unterschiedlich weit verschoben, was die gemessene Energielücke verändert. Man unterscheidet zwei Arten des Einflusses auf die Isomerieverschiebung.

Direkter Einfluss Da zu $\Phi(\vec{0})$ eigentlich nur die s-Elektronen beitragen, spricht man immer dann von einem direkten Einfluss, wenn die s-Elektronen direkt beeinflusst werden.

Indirekter Einfluss Die p-, d-, f-Elektronen können je nach Bindungseigenschaften des Kerns die s-Elektronen besser oder schlechter von der Kernwechselwirkung abschirmen. Daher beeinflusst eine Manipulation dieser Elektronen indirekt, also über die s-Elektronen, doch wieder $\Phi(\vec{0})$. Man spricht in diesem Fall von indirektem Einfluss.

1.8 Quadrupolaufspaltung

Herleitung ³

Wir betrachten die Elektronendichte $\Phi(\vec{x})$:

$$\Phi(\vec{x}) = \Phi(x_1, x_2, x_3)$$

Nun entwickeln wir dieses Φ dreidimensional nach Taylor:

$$\Phi(\vec{x}) = \Phi_0 + \sum_{\alpha=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_\alpha} \right)_0 \cdot x_\alpha + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \right)_0 \cdot x_\alpha x_\beta$$

Nun gilt:

$$\int \rho(\vec{x}) \cdot d\vec{x} = Z \cdot e \Rightarrow V = \int \rho(\vec{x}) \Phi(\vec{x}) d\vec{x}$$

Mit unserer Taylorentwicklung folgt direkt:

$$V = \underbrace{eZ\Phi_0}_{\text{Gitterpotential}} + \sum_{\alpha} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_\alpha} \right)_0 \cdot \underbrace{\int \rho x_\alpha d\vec{x}}_{=0 \text{ wegen Symmetrie}} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \right)_0 \int \rho x_\alpha x_\beta d\vec{x}$$

Nach Wechsel in ein bequemes Koordinatensystem (Matrixdiagonalisierung) lässt sich diese Gleichung durch Summen über die Diagonalelemente darstellen:

$$V = \frac{2\pi e x p(\Phi_0)^2}{3} \int \rho r^2 d\vec{x} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha} q_{\alpha\alpha} \int \rho (x_\alpha^2 - \frac{r^2}{3}) d\vec{x} = V(I) + V(Q)$$

Betrachtung Das Quadrupolmoment ($V(Q)$) verschwindet offensichtlich für:

$$|q_{11}| = |q_{22}| = |q_{33}|$$

oder für $\rho(\vec{x})$ Kugelsymmetrisch. Für ein Kristallgitter kann man die Diagonalelemente $q_{\alpha\alpha}$ als Gittervektoren interpretieren. In diesem Fall würden wir dies

³Siehe auch Buch [2]

als ‘‘kubisches Kristallgitter’’ interpretieren. Im Fall eines Molekils kann man von hoher Symmetrie sprechen.

Der zweite Fall tritt immer auf, wenn die Ladungsverteilung kugelsymmetrisch ist. Dies kann beispielsweise in oktaedrischen Komplexen der Fall sein.

1.9 Hyperfeinaufspaltung

Bringt man einen Atomkern in ein externes Magnetfeld bzw. besitzt das zu untersuchende Atom im Absorber ein nicht verschwindendes Magnetfeld am Kernort, so kommt es zu einer Aufspaltung der Kernzustände. Dieses Phänomen wird Zeeman-Effekt genannt.

Zeeman-Effekt Aufgrund der Richtungsquantisierung kann sich das magnetische Moment eines Kerns im Magnetfeld \vec{B} nur ganz bestimmt ausrichten. Damit verbunden kann es auch nur gewisse Energiewerte annehmen, die sogenannten Zeeman-Niveaus. Diese hängen von der Kernspinquantenzahl I des jeweiligen Zustands ab. Jeder Zustand wird in $2I + 1$ Niveaus aufgespalten.

$$E_{pot} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (15)$$

Legen wir \vec{B} in z-Richtung, so ergibt sich die potentielle Energie zu:

$$E_{mag} = -\frac{\mu m_I B}{I} \quad (16)$$

$$m_I = -I; -I + 1; \dots; 0; \dots; +I \quad (17)$$

Hieraus lässt sich ein Kernenergieniveauschema, ein sogenanntes Termschema erstellen.

Natureisen Abbildung 3 zeigt das Termschema von Eisen. Der Grundzustand des Eisens besitzt die Kernspinquantenzahl $I = \frac{1}{2}$. Er wird also in 2 Niveaus aufgespalten. Der erste angeregte Zustand besitzt $I = \frac{3}{2}$ und wird folglich in 4 Niveaus gespalten. Aufgrund bestimmter Auswahlregeln sind nur Übergänge mit $\Delta m_I = 0; \pm 1$ erlaubt. Diese sind ebenfalls in Abbildung 3 dargestellt. Man sieht, dass es sechs erlaubte Übergänge gibt.

Für die Mößbauerspektroskopie bedeutet dies für die Energie der Photonen:

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - (E_{mag,a} - E_{mag,g}) \quad (18)$$

$$= \hbar\omega_0 - \left(\frac{\mu_a m_a}{I_a} - \frac{\mu_g m_g}{I_g} \right) B \quad (19)$$

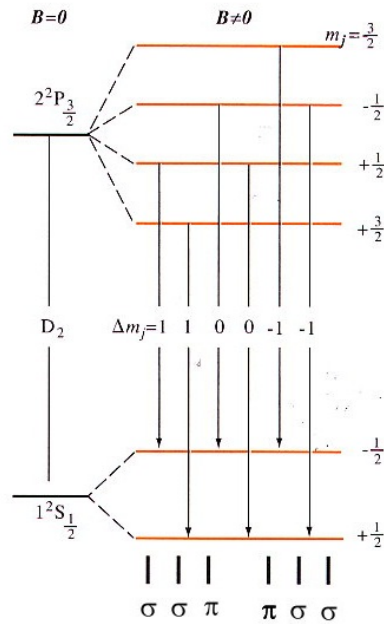


Abbildung 3: Zeemanaufspaltung von Fe

1.10 Spincrossover (SCO)

Von Spin Crossover spricht man, wenn bei Komplexen der Abstand zwischen den Orbitalniveaus etwa gleich der Spinpaarungsenergie ist. Diese Komplexe können nun in beiden Zuständen, High-Spin und Low-Spin, vorliegen. Die äußeren Einflüsse entscheiden in welchem Zustand sich der Komplex befindet. Dieses Verhalten macht diese Verbindungen potentiell als Datenspeicher oder für Displays interessant. Während die meisten SCO-Komplexe mit der Temperatur ihren Zustand wechseln, gibt es auch solche, die auf Druck oder Strahlung reagieren. Die Energien der Elektronen sind Boltzmann verteilt. Erhitzt man also einen solchen Komplex, bekommen die Elektronen immer mehr Energie, bis sie irgendwann genug Energie haben, um die oberen Orbitale zu besetzen → der Komplex geht in den High-Spin Zustand über. Insgesamt ist das Phänomen “Spin-Crossover” derart kompliziert und breit gefächert, dass in diesem Rahmen keine vollständige Einführung oder gar Diskussion stattfinden kann. Die Papers [3] und [4] beschäftigen sich ausführlicher mit diesem Phänomen. Es sei hier speziell noch auf Paper [4] hingewiesen, in welchem das Phänomen ligandenfeldtheoretisch diskutiert wird.

In Paper [5] wird eine Verbindung vorgestellt, die einen thermodynamisch stabilen Übergangszustand zwischen High- und Low-Spin besitzt. Dies ist besonders für die Datenspeicherung interessant, da pro Einheit mehr Informationen gespeichert werden könnten.

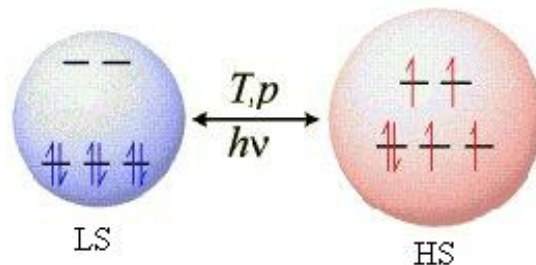


Abbildung 4: Übergang vom Low-Spin in den High-Spin Zustand

2 Anwendung in der Chemie

2.1 Zusammenfassung der Informationen

In diesem Teil soll noch einmal kurz zusammengefasst werden, welche Wechselwirkung welche Messparameter beeinflusst und welche Informationen wir daraus über die Chemie der Probe bekommen können. Diese Informationen sind in Tabelle 1 aufgelistet.

| WW | Param. | Informationen |
|---------------|---------------------|--|
| el. Monopol | Iso.: δ | Oxidationszustand Bindungseigenschaften v. Komplexen Elektronegativität von Liganden |
| el. Quadrupol | Aufs.: ΔE_Q | Molekülsymmetrie Oxidationszustand Bindungseigenschaften |
| mag. Dipol | Aufs.: ΔE_M | Magnetisches Verhalten: Ferro-, Antiferro-, Para-, Diamagnetismus |

Tabelle 1: Wechselwirkungen, Messparameter und Informationen daraus
Frei nach Paper [1]

2.2 Strukturaufklärung

Die Mößbauerspektroskopie ist ein wichtiges Mittel zur Strukturaufklärung geworden. Eine kurze Diskussion über die Verbindung $Fe_3(CO)_{12}$ soll hier exemplarisch für eine Strukturdiskussion dienen.

$Fe_3(CO)_{12}$ In Abb. 5 *links* sieht man verschiedene Strukturvorschläge, die bereits 1965 vorlagen. Im Spektrum (s. Abb. 5 *rechts*) sieht man jedoch drei Linien. Der dritte Vorschlag scheidet damit direkt aus, da wir für äquivalente Eisen je nach Symmetrie, und der damit verbundenen Quadrupolaufspaltung, entweder einen oder zwei Dips erwarten. Die anderen zwei Vorschläge sind beide plausibel, haben sich jedoch mittlerweile auch als falsch herausgestellt. Der

aktuelle Strukturvorschlag (s. Abb. 6) ist ebenfalls im Einklang mit dem gefundenen Spektrum. Dort wird das Spektrum folgendermaßen interpretiert, dass die äußeren Dips eine Quadrupolaufspaltung von zwei äquivalenten Fe-Atomen darstellen und der mittlere Dip zu einem einzelnen Fe-Atom gehört.

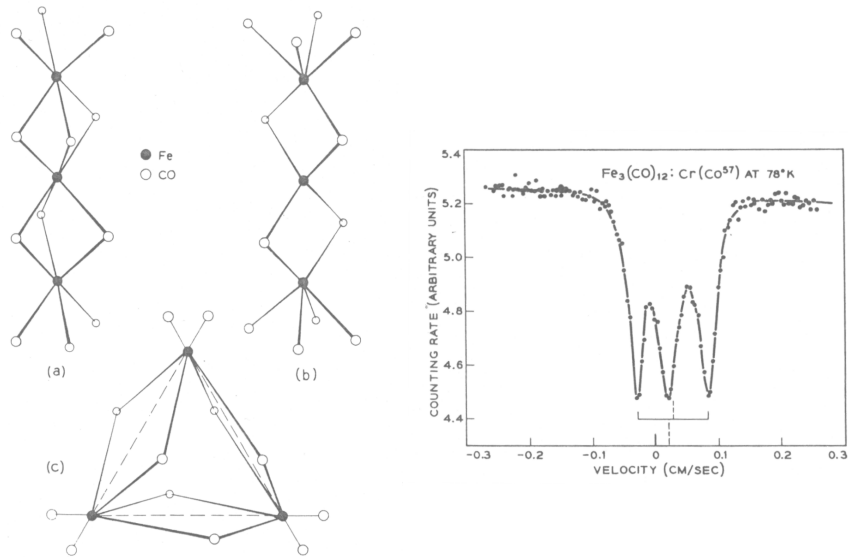


FIG. 2. Structures proposed for iron dodecacarbonyl.

Abbildung 5: *links*: Strukturvorschläge für $Fe_3(CO)_{12}$ *rechts*: Mößbauer-Spektrum von $Fe_3(CO)_{12}$

Aus Buch [2]

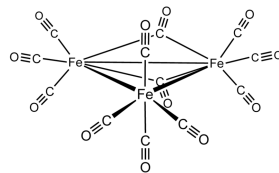
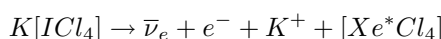


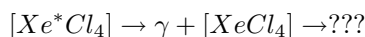
Abbildung 6: Aktueller Strukturvorschlag: $Fe_3(CO)_{12}$

Aus Wikipedia

Strukturaufklärung ultrakurzlebiger Verbindungen Während man XeF_4 bereits isoliert und untersucht hat, ist es bis heute nicht gelungen $XeCl_4$ zu isolieren. Dennoch gibt es bereits seit 40 Jahren ein Mößbauer-Spektrum der Verbindung (s. Abb. 7). Dazu ging man einen sehr trickreichen Weg. Man konnte bereits die Verbindung $K[ICl_4]$, und es war auch bekannt, dass ^{129}J einen β^- -Zerfall zu $^{129}\text{Xe}^*$ macht. Von diesem ist bekannt, dass es im Nanosekundenbereich ein γ -Quant emittiert, welches für die Mößbauer-Spektroskopie geeignet ist. Also stellte man dieses Kaliumtetrachloriodat selektiv mit dem Isotop ^{129}J her und baute eine Mößbauer-Quelle daraus. Als Absorber konnte nun ein Xenoneinlinienabsorber verwendet werden, was ermöglichte das Quellspektrum aufzunehmen. In der Quelle lief folgender Prozess ab:



Das $K[ICl_4]$ emittiert ein Elektronen-Antineutrino, ein Elektron und es entsteht das gewünschte Xenontetrachlorid.



Das angeregte Xenon emittiert das Quant (im 10^{-9}s Bereich), die Verbindung zerfällt danach. Also hat sie aber für die Dauer der Emission des Quants existiert. Die Auswertung des Spektrums (s. Abb. 7) ergibt eine starke Analogie zur Struktur von Xenontetrafluorid. Lediglich die Aufspaltung ist kleiner, was auf eine zum Xenon hinverschobene Ladungsdichte hindeutet.

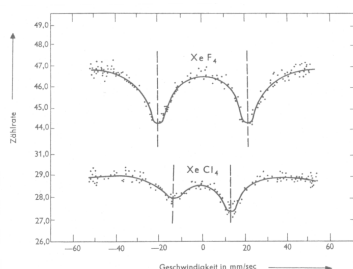


Abbildung 7: Mößbauer-Spektren von $XeCl_4$ und XeF_4

Buch [1]

2.3 Verfolgen des Zustandswechsels von SCO-Verbindungen

Dadurch, dass die Mößbauer-Spektroskopie nur sehr leicht temperaturabhängig ist (s. 10), kann man die Spektroskopie bei verschiedensten Temperaturen durchführen. Dies erlaubt es, die temperaturabhängigen Vorgänge in SCO-Verbindungen genauer zu untersuchen. Als Beispiel sei hier $Fe(Phen)_2(NCS)_2$ gegeben. Das Spektrum (s. Abb. 8) zeigt deutlich, wie bei -104°C beide Zustände vorliegen und ab -110°C nur noch der Low-Spin Zustand, der eine wesentlich kleinere Aufspaltung als der High-Spin Zustand zeigt.

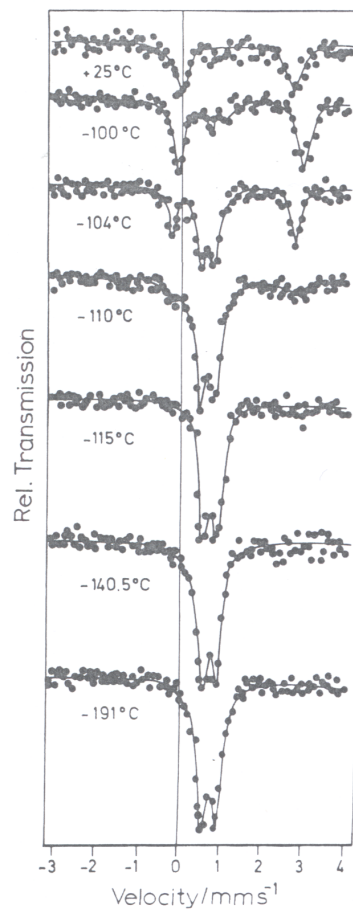


Abbildung 8: Mößbauerspektren bei verschiedenen Temperaturen von $Fe(Phen)_2(NCS)_2$

Buch [3]

3 Verzeichnis

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|---|---|----|
| 1 | Energiespektren der Emission und Absorption | 4 |
| 2 | <i>links</i> : akustische und optische Schwingungsmoden; <i>rechts</i> : Vergrößerung des linearen Bereichs | 5 |
| 3 | Zeemanaufspaltung von Fe | 9 |
| 4 | Übergang vom Low-Spin in den High-Spin Zustand | 10 |
| 5 | <i>links</i> : Strukturvorschläge für $Fe_3(CO)_{12}$ <i>rechts</i> : Mößbauer-Spektrum von $Fe_3(CO)_{12}$ | 11 |
| 6 | Aktueller Strukturvorschlag; $Fe_3(CO)_{12}$ | 11 |
| 7 | Mößbauer-Spektren von $XeCl_4$ und XeF_4 | 12 |
| 8 | Mößbauerspektren bei verschiedenen Temperaturen von $Fe(Phen)_2(NCS)_2$ | 13 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|---|--|----|
| 1 | Wechselwirkungen, Messparameter und Informationen daraus . . . | 10 |
|---|--|----|

3.1 Quellen

Bücher

1. Wegener, Horst: Der Moessbauer-Effekt und seine Anwendungen in Chemie und Physik; 1965; Bibliograph. Institut
2. Wertheim, G. K.: Mössbauer Effect: Principles and Applications; 1964; Academic Press
3. Gütlich, P.: Mössbauer Spectroscopy and Transition Metal Chemistry: Fundamentals and Application; 1978; Springer; Berlin
4. Frauenfelder, H.: The Moessbauer Effect; 1962; Benjamin; New York

Internet

1. <http://www.physik.uni-freiburg.de/~chrisli/physik/FP2010/moessbauer.pdf> [11.11.2010 / 17:13]
2. http://ruby.chemie.uni-freiburg.de/Vorlesung/methoden_I.5.html [9.11.2010 // 12:30]
3. http://en.wikipedia.org/wiki/moessbauer_effect [10.11.2010 // 11:30]
4. http://en.wikipedia.org/wiki/moessbauer_spectroscopy [10.11.2010 // 11:30]
5. http://en.wikipedia.org/wiki/Spin_crossover [10.11.2010 // 11:30]

Bilder

- http://http://ruby.chemie.uni-freiburg.de/Vorlesung/Vorlagen/methoden_I.52.pdf
[9.11.2010 // 12:30]
- <http://www.physik.uni-freiburg.de/~chrisli/physik/FP2010/moessbauer.pdf>
[10.11.2010 // 11:30]
- <http://james.physik.uni-freiburg.de/fp/Versuche/FP2/FP2-5-Moessbauer/M%D6SSBAUER.pdf>
[10.11.2010 // 11:30]
- <http://sebastianstumpf.ilo.de/refph2/Image13.gif> [10.11.2010 // 11:30]
- <http://jan-steinhoff.de/physik/moessbauer.pdf> [10.11.2010 // 11:30]

Papers

1. Gütlich, P.: Phys. Methoden in der Chemie: Mössbauer-Spektroskopie I; Chemie in unserer Zeit, 1970 Vol 4, Issue 5, p133-144;
2. Gütlich, P.: Phys. Methoden in der Chemie: Mössbauer-Spektroskopie II; Chemie in unserer Zeit, 1971 Vol 5, Issue 5, p131-141;
3. Real, J. A.: Thermal, pressure and light switchable spin-crossover materials; Dalton Trans., 2005, p2062-2079
4. Hauser, A.: Ligand Field Theoretical Considerations; Topics in Current Chemistry, 2004, Vol 233, p49-58
5. Klingele, J.: Two-step spin crossover in the mononuclear iron(II) complex; Dalton Trans., 2010, p1689-1691