

# Mößbauerspektroskopie

## (Rückstoßfreie Resonanzabsorption von $\gamma$ -Strahlung)

Der Mößbauereffekt ist eine kernphysikalische Messmethode, die auf der Resonanzabsorption von  $\gamma$ -Strahlung basiert und nach ihrem Entdecker Rudolf Ludwig Mößbauer benannt wurde.

(Veröffentlicht in: Z. Physik **151** (1958) 84 – Nobelpreis:1961)

## 1 Grundlagen

### Optische Spektroskopie

Durch Energiezufuhr können Elektronen eines Atoms in einen energetisch höheren Zustand versetzt werden. Beim darauf folgenden Übergang dieses Elektrons in einen energetisch niedrigeren Zustand wird diese Energiedifferenz in Form eines Lichtquants emittiert. Die von den Atomen eines chemischen Elements emittierte Strahlung (Spektrallinien) kann von anderen Atomen des gleichen Elements absorbiert werden (Resonanzabsorption), z.B. Fraunhofersche Linien im Sonnenlichtspektrum (Josef von Fraunhofer (1787–1826, dt. Optiker).

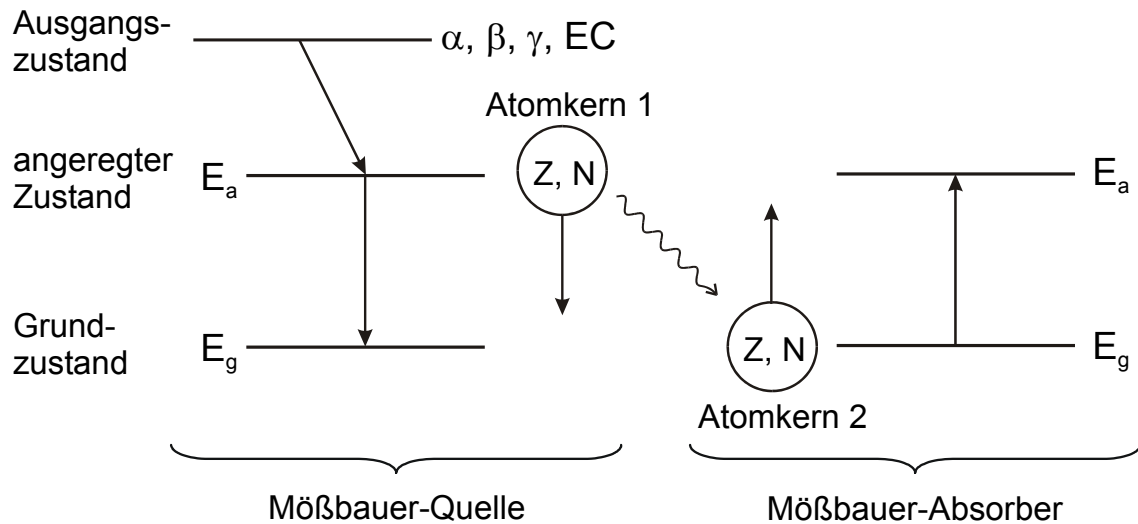
### Mößbauereffekt

Auch ein Atomkern kann elektromagnetische Strahlung in Form von  $\gamma$ -Quanten emittieren und absorbieren.

1929 wurde von Werner Kuhn (1899 – 1963, dt. Physiker) die Resonanzabsorption von  $\gamma$ -Strahlung bereits vorausgesagt, er konnte sie aber experimentell ( $^{208}\text{Pb}$ ) nicht nachweisen. Erst 1958 gelang Mößbauer der Nachweis und die theoretisch richtige Deutung dieses Effektes.

### Ursachen für den so späten Nachweis:

Der ruhende Atomkern eines freien Atoms mit der Masse  $m$  geht durch Emission eines  $\gamma$ -Quants (Impuls  $p_\gamma$ , Energie  $E_{\gamma,e}$ ) vom angeregten in den Grundzustand über.



Auf diesen Atomkern wird ein gleich großer, aber entgegengesetzt gerichteter Impuls  $p_R$  sowie die Rückstoßenergie  $E_R$  übertragen.

Für die Energie des emittierten  $\gamma$ -Quants  $E_{\gamma,e}$  ergibt sich:

$$E_{\gamma,e} = E_0 - E_R \quad \text{mit} \quad E_R = \frac{E_0^2}{2 \cdot m \cdot c^2} \quad (1)$$

( $E_0$  - Übergangsenergie zwischen angeregtem und Grundzustand)

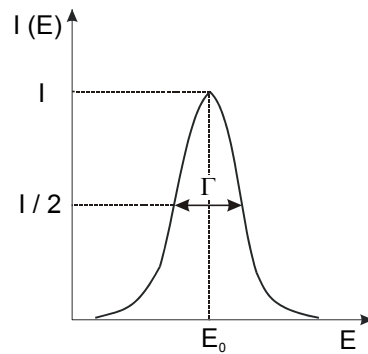
Damit ein  $\gamma$ -Quant von einem Atomkern absorbiert werden kann, muss seine Energie  $E_{\gamma,a}$  für die Anregung und den Rückstoß ausreichen:

$$E_{\gamma,a} = E_0 + E_R. \quad (2)$$

Die Energie der emittierten Quanten und die für eine Absorption notwendige Quantenenergie unterscheiden sich um den Wert

$$\Delta E = E_{\gamma,a} - E_{\gamma,e} = 2 \cdot E_R = \frac{E_0^2}{m \cdot c^2}. \quad (3)$$

Die angeregten Energieniveaus der Atome sind aufgrund ihrer endlichen Lebensdauer  $\tau$  nicht beliebig scharf (Heisenbergsche Unschärferelation). Deshalb zeigen die emittierten  $\gamma$ -Quanten eine Energieverteilung um  $E_{\gamma,e}$  (Emissionslinie).



Die natürliche Halbwertsbreite  $\Gamma$  dieser Linie (Linienbreite in halber Höhe des Intensitätsmaximums) ergibt sich zu

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (4)$$

Analoges gilt für die Absorption (Absorptionslinie).

Wäre  $\Gamma \geq \Delta E$ , so würden sich die Emissionslinie und die Absorptionslinie überlappen, wie es z.B. bei Lichtquanten der Atomhülle der Fall ist (Na-D-Linie:  $\tau = 1,6 \cdot 10^{-8}$  s,  $\Gamma = 4,1 \cdot 10^{-8}$  eV,  $\Delta E = 2,0 \cdot 10^{-10}$  eV  $\rightarrow \Gamma \approx 200 \cdot \Delta E$ ), und es käme zur Absorption des Anteils der Quanten, die sich im Überlappungsgebiet befinden.

**Für die  $^{57}\text{Fe}$ -Mößbauerlinie** ( $E_\gamma = 14,4$  keV,  $\tau = 10^{-7}$  s,  $\Gamma = 6,6 \cdot 10^{-9}$  eV,  $\Delta E = 4,0 \cdot 10^{-3}$  eV  $\rightarrow \Gamma \approx 0,000002 \cdot \Delta E$ ) ist  $\Gamma$  aber fast um sechs Zehnerpotenzen kleiner als  $\Delta E$ , so dass **keine Absorption** beobachtet wird.

### Lösung des Problems

Voraussetzung für das Auftreten des Mößbauereffekts ist, dass die Fe-Atome der Quelle und des Absorbers in das Gitter eines Festkörpers eingebaut sind. Jetzt besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, dass der bei der Emission und Absorption des  $\gamma$ -Quants übertragene Impuls vom Kristall als Ganzes aufgenommen wird. Für diesen Fall wird  $m$  in Gleichung (3) sehr groß und  $\Delta E$  geht gegen Null. Dadurch können die Emission und die Absorption rückstoßfrei, also ohne Energieverlust erfolgen (Resonanzabsorption) und es gilt:

$$E_{\gamma,e} = E_{\gamma,a} = E_0 \quad (5)$$

Neben den rückstoßfreien Übergängen können durch Impulsübertragung auch Gitterschwingungen (Phononen) angeregt werden. Dieser Prozess tritt auf, wenn die Rückstoßenergie größer als die der Gitterschwingungsquanten ist.

Die Größe des Mößbauereffektes hängt vom Anteil der rückstoßfreien Quanten an der Gesamtintensität der  $\gamma$ -Quanten ab.

Dies wird durch den Debye–Waller–Faktor beschrieben.

Als Bedingung für die Wahrscheinlichkeit einer rückstoßfreien Emission und Absorption von  $\gamma$ -Quanten gilt:

$$\frac{E_0^2}{2 \cdot m \cdot c^2} < k \cdot \Theta \quad (6)$$

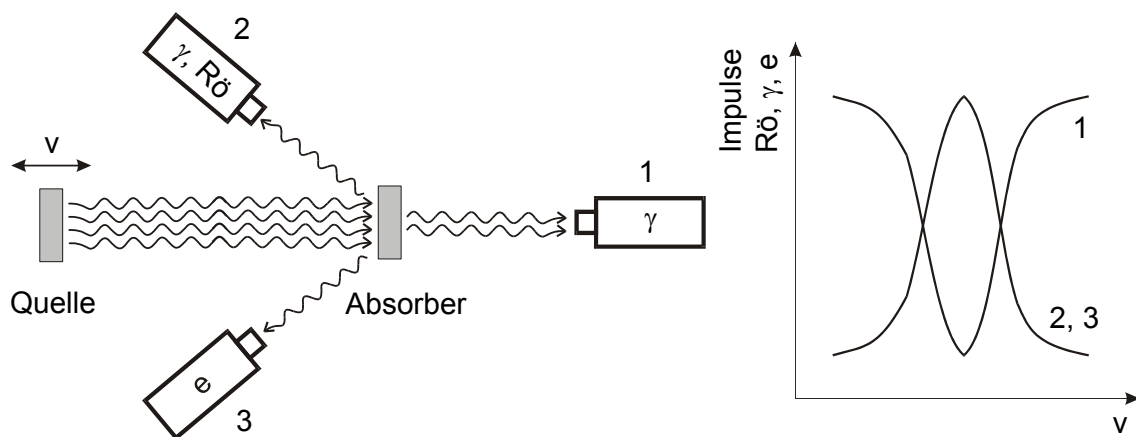
( $k$  = Boltzmann–Konstante,  $\Theta$  = Debye–Temperatur)

Der Anteil der rückstoßfreien  $\gamma$ -Quanten an der Gesamtzahl der  $\gamma$ -Quanten ist um so größer je kleiner die  $\gamma$ -Energie ( $E_\gamma < 150$  keV), je tiefer die Temperatur und je stärker die Bindung der Atome im Gitter sind.

Der restliche Teil der  $\gamma$ -Quanten verliert Energie durch die Anregung von Gitterschwingungen durch Impulsübertragung und trägt damit nicht zum Mößbauereffekt bei.

### Mößbauer-Anordnung

Zum experimentellen Nachweis des Mößbauereffekts verwendet man folgende Anordnung:



Quelle und Absorber enthalten Atomkerne des gleichen Nuklids im angeregten (Quelle) und im Grundzustand (Absorber).

Der Detektor 1, der hinter dem Absorber angeordnet ist, registriert die den Absorber durchdringenden  $\gamma$ -Quanten. Der Detektor 2, der wie der Detektor 3 vor dem Absorber und außerhalb des Strahlenganges angeordnet ist, registriert die vom Absorberkern reemittierten  $\gamma$ -Quanten, Konversionselektronen oder Röntgenquanten.

Je stärker die Resonanzabsorption ist desto weniger  $\gamma$ -Quanten erreichen den Detektor 1 (Absorptionsspektrum), aber umso mehr  $\gamma$ -Quanten, Konversionselektronen bzw. Röntgenquanten den Detektor 2 (Emissionsspektren). Die Aufnahme von Emissionsspektren haben den Vorteil, dass auch dicke Proben, die nicht durchstrahlbar sind, untersucht werden können.

Da die Konversionselektronen nur aus einem oberflächennahen Bereich ( $\sim 100$  nm) den Festkörper verlassen können, hat deren Nachweis (CEMS – Conversion Electron Mössbauer Spectrometry) große Bedeutung für die Untersuchung dünner Schichten. Filtert man zusätzlich noch einen bestimmten Energiebereich der Konversionselektronen heraus, so erhält man Informationen nur aus einer bestimmten Tiefe mit einer Auflösung von bis zu 5 nm.

Die Quelle wird relativ zum Absorber mit einer sich zwischen  $+v_{\max}$  und  $-v_{\max}$  periodisch ändernden Geschwindigkeit  $v$  bewegt. Dadurch erfährt die Energie der emittierten  $\gamma$ -Quanten infolge der Dopplerverschiebung eine Änderung  $\delta E(v)$

$$\delta E = E_{\gamma} \cdot \frac{v}{c}. \quad (7)$$

Auf diese Weise wird die Absorptionslinie mit der Emissionslinie „abgetastet“ und man erhält das Mößbauerspektrum. Es genügen Geschwindigkeiten in der Größenordnung von mm/s, um die Resonanzabsorption total zu unterbinden.

### **Charakteristische Größen**

Jedes Mößbauerspektrum spiegelt die Wechselwirkung zwischen den Mößbauerkernen und derer Elektronenumgebungen wider (elektrische und magnetische Hyperfeinwechselwirkungen). Man unterscheidet folgende Messeffekte, die auch in Kombination auftreten können:

- Isomerieverschiebung  $\delta$  (elektrische Monopolwechselwirkung)
- elektrische Quadrupolaufspaltung  $\Delta E_Q$  (elektrische Quadrupolwechselwirkung)
- magnetische Hyperfeinstrukturaufspaltung  $\Delta E_m$  (magnetische Dipolwechselwirkung)

Linienbreiten und Linienintensitätsverhältnisse lassen Rückschlüsse auf die Einheitlichkeit der Elektronenumgebungen der Mößbauerkerne zu.

**Tabelle 1:** Messgrößen der Mößbauerspektroskopie und festkörperphysikalische Aussagemöglichkeiten

Messgröße	Aussagemöglichkeit
Isomerieverschiebung	Elektronendichte am Kernort, Wertigkeit, chemischer Bindungszustand
Quadrupolaufspaltung	elektrische Feldgradienten, Umgebungssymmetrie, chemischer Bindungszustand, qualitative Phasenanalyse (kubisch – nichtkubisch)
magnetische Aufspaltung	magnetische Momente, Magnetfelder, qualitative Phasenanalyse
Linienintensitäten	Quantitative Phasenanalyse
Intensitätsverhältnis der magnetischen Aufspaltung	Vorzugsrichtungen der Magnetisierung
Linienverbreiterungen	Relaxationserscheinungen, Feldverteilungen, Unordnung
Linienformänderungen	Inhomogenitäten

### Isomerieverschiebung

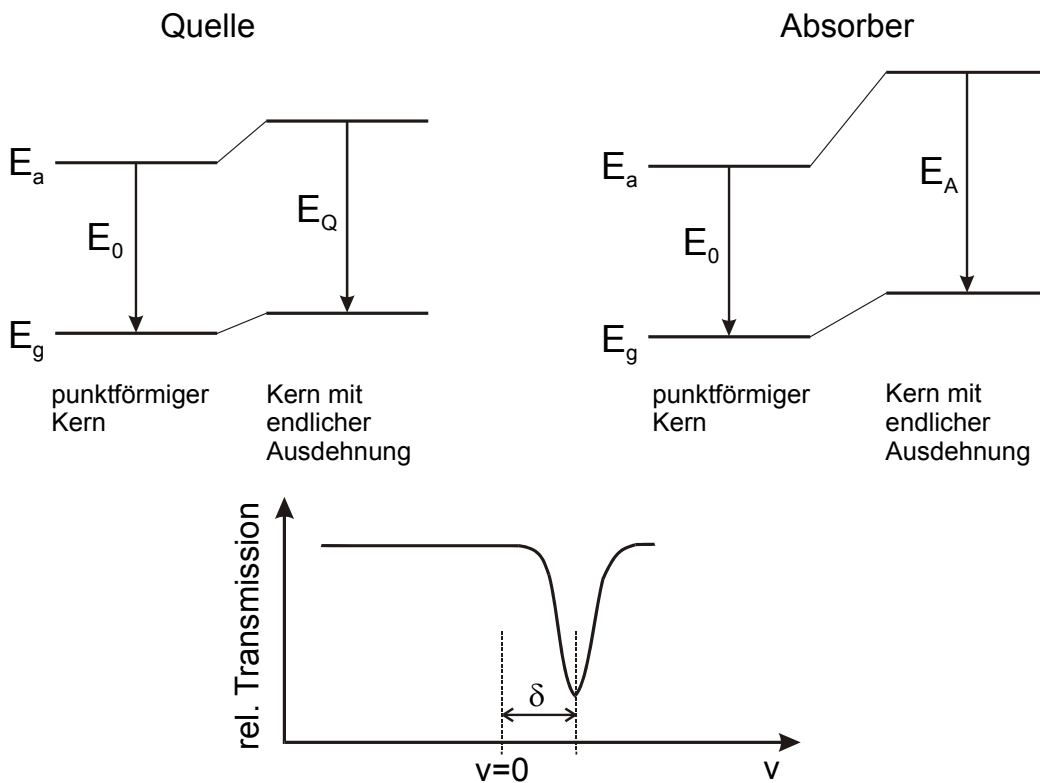
In Atomen halten sich s-Elektronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (Aufenthaltswahrscheinlichkeit, s-Elektronendichte  $|\Psi(0)|^2$ ) auch im Atomkern auf, wodurch sie die potenzielle Energie des Atomkerns beeinflussen.

Unterscheidet sich nun die chemische Umgebung des Mößbaueratoms der Quelle (Q) und des Absorbers (A), dann sind die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der äußeren, an der chemischen Bindung beteiligten s-Elektronen am Kernort von Quelle und Absorber unterschiedlich.

Im Mößbauerexperiment kann die daraus resultierende Energiedifferenz  $\delta$  als Isomerieverschiebung (chemical shift) gemessen werden.

$$\delta \sim \left\{ |\Psi(0)|_A^2 - |\Psi(0)|_Q^2 \right\} \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (8)$$

$\Delta R$  ist die Änderung des Kernradius R beim Übergang vom angeregten in den Grundzustand.



Die Isomerieverschiebung bewirkt eine Verschiebung des gesamten Mößbauerspektrums. Es gilt:

$$\delta E = E_Q - E_A = E_\gamma \cdot \frac{\delta}{c} \quad \text{bzw.} \quad \delta = \frac{\delta E \cdot c}{E_\gamma} \quad (9)$$

Für  $^{57}\text{Fe}$  gilt z.B.:  $\delta = 1 \text{ mm/s} \rightarrow \delta E = 1,44 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$

Üblicherweise wird die Isomerieverschiebung in mm/s gegenüber einem Standardabsorber ( $\alpha$ -Eisen) angegeben.

### Quadrupolwechselwirkung

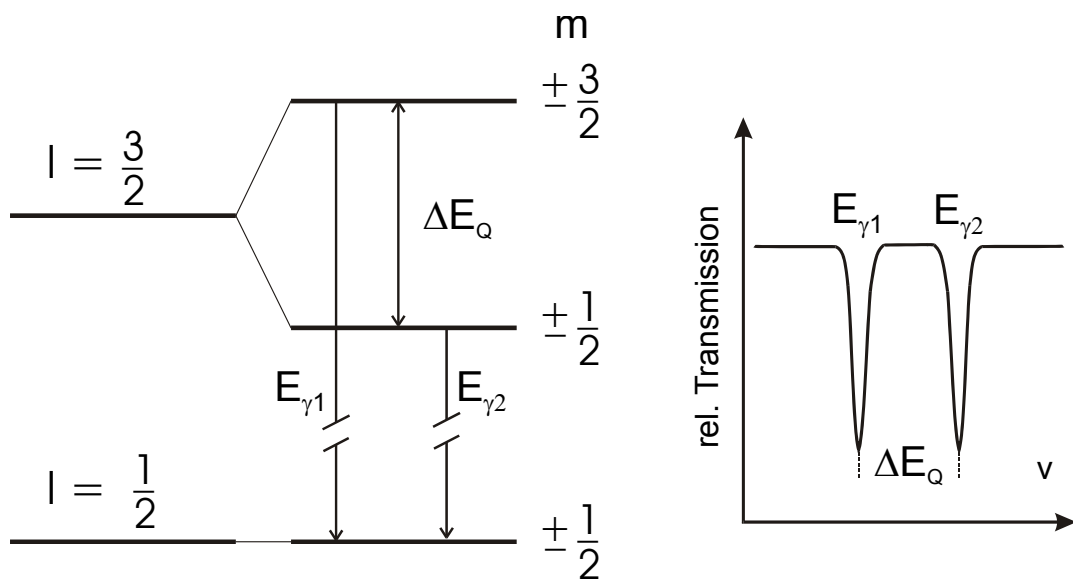
Existiert am Kernort eines Mößbaueratoms ein elektrischer Feldgradient infolge einer nichtkugelsymmetrischen Ladungsverteilung und besitzt der Mößbauerkern ein Quadrupolmoment (dies ist für Atomkerne mit einem Spin  $I \geq 1$  der Fall), so kommt es zur Wechselwirkung zwischen dem Kern und dem elektrischen Feldgradient. Als Folge spaltet das Kernenergieniveau mit halbzahligem Kernspin  $I$  in  $(I + \frac{1}{2})$  Zustände und mit ganzzahligem Kernspin  $I$  in  $(I + 1)$  Zustände auf.

Bei Vorhandensein eines axialsymmetrischen Feldgradienten ergibt sich die Aufspaltung zu:

$$\Delta E_Q = \frac{e \cdot Q \cdot V_{zz}}{4} \cdot \frac{3 \cdot m^2 - I \cdot (I + 1)}{I \cdot (2 \cdot I - 1)} \quad (10)$$

$e$  – Elementarladung,  $Q$  – Kernquadrupolmoment,  $V_{zz}$  – z-Komponente des elektrischen Feldgradienten

Im Falle von  $^{57}\text{Fe}$  spaltet der angeregte Zustand ( $I_a = 3/2$ ) in zwei Unterniveaus auf, der Grundzustand ( $I_g = 1/2$ ) bleibt unaufgespalten.



Der Linienabstand im Spektrum ist dabei dem elektrischen Feldgradienten proportional und wird in mm/s angegeben.

$$^{57}\text{Fe}: \quad Q = 0,082 \text{ b}, \quad \Delta E_Q = 1 \text{ mm/s} \quad \rightarrow \quad V_{zz} = 2,34 \cdot 10^{18} \text{ V/m}^2$$

Ein elektrische Feldgradient tritt auf in:

- nichtkubischen Gittern
- Gittern, in denen die kubische Symmetrie der Ladungsverteilung gestört ist.

### Magnetische Aufspaltung

Eine magnetische Aufspaltung tritt in einem Mößbauerspektrum immer dann auf:

- wenn der Atomkern ein magnetisches Dipolmoment  $\mu$  besitzt
- und ein effektives magnetisches Feld am Kernort wirkt.

Dieses Magnetfeld kann herrühren von:

- ungepaarten Elektronen des Atoms, zu dem der Kern gehört ( $\mu = g \cdot \sqrt{s \cdot (s + 1)}$ ),
- Elektronen des Kristallgitters

- einem äußeren Magnetfeld.

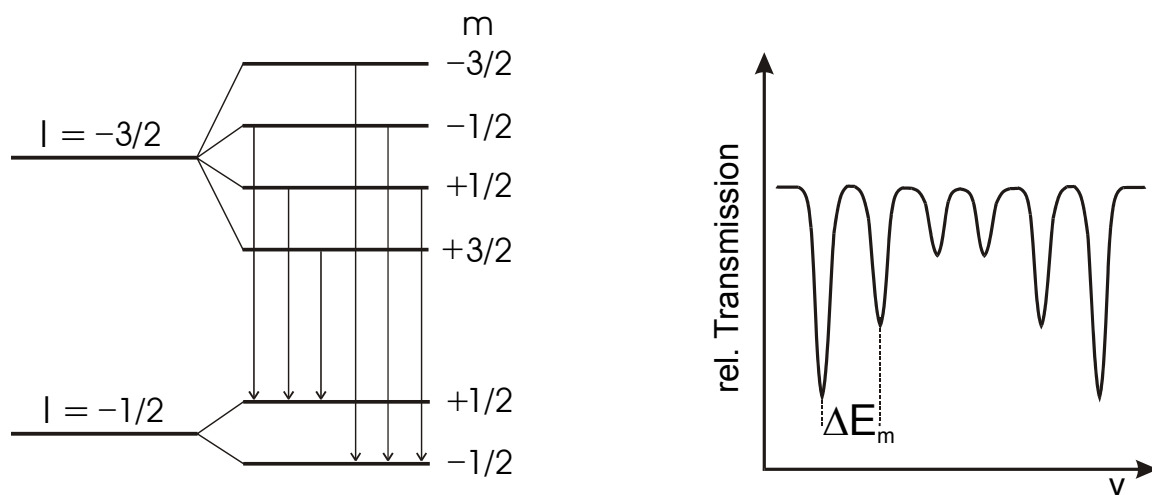
Als Folge dieser Wechselwirkung spalten die beteiligten Kernniveaus in  $(2I + 1)$  Unterniveaus auf.

Die Energie  $E_m$  der Unterniveaus ist gegeben durch:

$$E_m = E_I - \frac{\mu_I}{I} \cdot m \cdot B \quad (11)$$

$E_I$  - Energie des Kernniveaus mit dem Kernspin  $I$ ,  $\mu_I$  - magnetisches Moment des Kerns für das Niveau mit dem Kernspin  $I$ ,  $B$  - magnetische Induktion,  $m$  - magnetische Spinquantenzahl.

Quantenmechanisch erlaubte Übergänge zwischen dem Grundniveau und dem angeregten Niveau von  $^{57}\text{Fe}$  unterliegen der Auswahlregel  $\Delta m = 0, \pm 1$



Die relativen Intensitäten eines magnetisch aufgespaltenen Mößbauerspektrums hängen von der mittleren Orientierung der magnetischen Momente der Probe bezüglich der  $\gamma$ -Strahlrichtung ab.

Für die sechs Linien des  $^{57}\text{Fe}$ -Spektrums ergibt das:

$$I_{1,6} : I_{2,5} : I_{3,4} = \frac{3}{4} \cdot (1 + \cos^2 \Theta) : \sin^2 \Theta : \frac{1}{4} \cdot (1 + \cos^2 \Theta) \quad (12)$$

$I_n$  - Intensität der von negativer zu positiver Geschwindigkeit durchnummerierten Linien

$\Theta$  - Winkel zwischen der Richtung der magnetischen Momente und der  $\gamma$ -Strahlrichtung.

Ohne magnetische Vorzugsrichtung ist das Intensitätsverhältnis 3 : 2 : 1.

## Linienbreite, Linienintensität

Die Linienbreite  $\Gamma$  (Breite der Resonanzlinie in halber Höhe des Resonanzmaximums) liefert Aussagen zu:

- Atombewegungen im Kristall infolge Diffusion
- Anharmonizität von Gitterschwingungen
- Gitterfehlstellen
- fluktuierende elektrische und magnetische Felder

Die Intensität einer Mößbauerlinie wird von der Größe des Resonanzeffektes  $\varepsilon$  (relative Transmission im Resonanzmaximum) bestimmt.

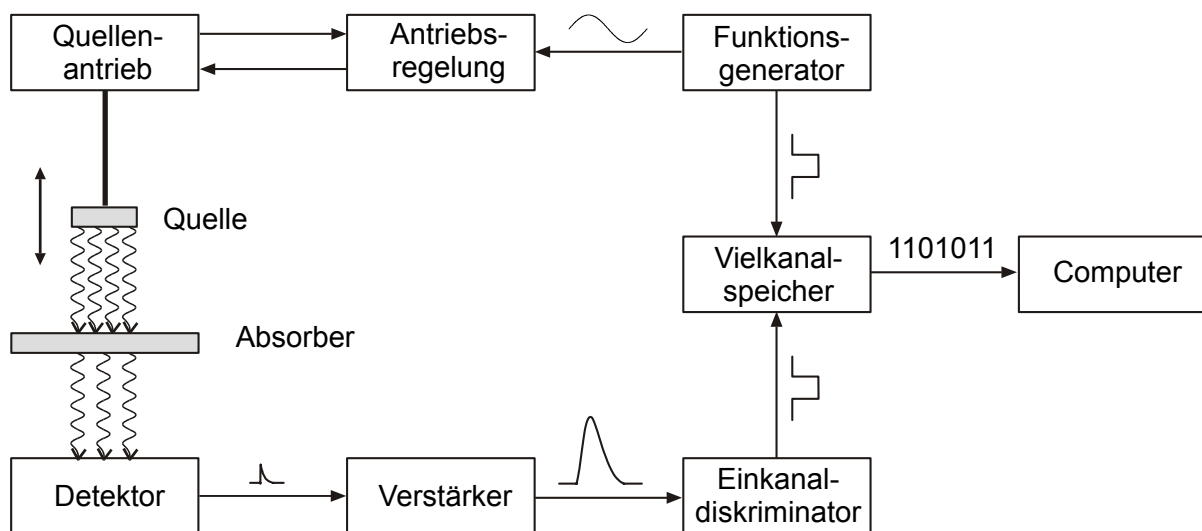
$\varepsilon$  wird beeinflusst von:  $f$  und  $f^*$ , den Debye-Waller-Faktoren von Quelle und Absorber. (Der Debye-Waller-Faktor gibt den Anteil rückstoßfrei emittierter bzw. absorbiertes  $\gamma$ -Quanten an).

Aus der Temperaturabhängigkeit von  $\varepsilon$  kann man Anhaltspunkte zu Bindungsfestigkeiten von Mößbaueratomen im Kristallgitter erhalten.

$\varepsilon$  hängt von der Konzentration resonanzfähiger Atomkerne im Absorber ab und ermöglicht damit unter bestimmten Voraussetzungen eine quantitative Analyse.

## 2 Experimentelle Aspekte

### Messapparatur



Die Quellenbewegung wird durch einen nach dem Lautsprecherprinzip arbeitenden elektromechanischen Antrieb verwirklicht. Der Spannungsverlauf wird dabei meist so gewählt, dass die Quellenbewegungen linear (dreiecksförmiger Geschwindigkeitsverlauf) oder

sinusförmig zwischen  $+v_{\max}$  und  $-v_{\max}$  verlaufen.

Ein Universalspektrometer sollte einen Geschwindigkeitsbereich zwischen 0 und 200 mm/s und ein Geschwindigkeitsauflösungsvermögen von  $\Delta v/v = 10^{-4}$  gewährleisten.

Für  $^{57}\text{Fe}$  und  $^{119}\text{Sn}$  genügt ein Geschwindigkeitsbereich von  $\pm 15$  mm/s.

Die vom Detektor kommenden Impulse müssen der Momentangeschwindigkeit der Quelle entsprechend registriert werden.

Zur Impulsregistrierung werden Vielkanalanalysatoren in Form von PC eingesetzt.

Die Geschwindigkeitskalibrierung eines Spektrometers erfolgt durch direkte Geschwindigkeitsmessung (interferometrisch) oder durch Verwendung eines Standard-Mößbauerspektrums.

Die Messzeiten für ein Spektrum werden so gewählt, dass Impulszahlen in der Größenordnung von  $10^5$  bis  $10^6$  Impulse pro Kanal registriert werden.

Eine einfache und effektive Methode der Geschwindigkeitskalibrierung ist die Messung der magnetischen Hyperfeinaufspaltung von reinem metallischen Eisen.

### **Nachweis Detektoren**

Die Detektoren für die zu registrierende  $\gamma$ -Strahlung bestimmen u.a. die Qualität eines Mößbauerspektrums.

Anforderung an die Detektoren:

- Nachweis von  $\gamma$ -Energien im Energiebereich 5 ... 20 keV
- hohes energetisches Auflösungsvermögen
- hoher Quantenzähl-Wirkungsgrad
- kurze Totzeit.

Da die  $\gamma$ -Quellen neben der gewünschten Linie meist noch andere Linien sowie charakteristische Röntgenstrahlung emittieren, muss aus dem Impulshöhenspektrum des Detektors die interessierende Linie mit Hilfe eines Impulshöhendiskriminators ausgeblendet werden.

### **Messgeometrie**

#### **Transmissionsmessungen**

Standardanordnung eines Mößbauerexperiments ist die Transmissionsmessung.

Forderung an den Absorber  $\rightarrow$  genügend hohe Zahl an resonanzfähigen Kernen ( $10^{19}$   $\text{cm}^{-2}$ ).

Bei Verwendung zu dicker Absorber → Linienverbreiterung durch Sättigungseffekte und Selbstabsorption.

### Konversionselektronen-Messung

Die rückstoßfreie Resonanzabsorption ist nicht nur in Transmissionsgeometrie, sondern auch in Rückstreugeometrie messbar.

Im Rückstreuexperiment misst man entweder die Reemission von  $\gamma$ -Strahlung oder Elektronen bzw. Röntgenstrahlen, die von der resonant absorbierenden Probe nach innerer Konversion ausgesandt werden.

Die rückgestreute Strahlung weist je nach Konversionsprozess unterschiedliche Energien auf und stammt damit aus unterschiedlichen Tiefen der Probenoberfläche.

Mit dieser Methode ist eine tiefenselektive und zerstörungsfreie Untersuchung von Festkörperoberflächen zwischen 1 nm und 20 mm möglich.

Typ der emittierten Strahlung	Energie keV	Intensität	Austrittstiefe Fe-Metall
$\gamma$ -Strahlung	14,4	0,11	$\approx 20$ mm
K-Konversionselektronen	7,3	0,79	< 400 nm
L-Konversionselektronen	13,6	0,08	< 1,3 $\mu$ m
K-Röntgenstrahlung	6,8	0,35	$\approx 20$ mm
K-LL-Auger-Elektronen	5,5	0,65	< 200 nm
L-MM-Auger-Elektronen	0,5	0,99	< 2 nm

Die CEMS-Technik wird zur Untersuchung von Korrosionsprozessen, Oxidationsvorgängen, zur Messung des Oberflächenmagnetismus und oberflächennaher Schichten und zur Bewertung von Implantations-Experimenten eingesetzt.

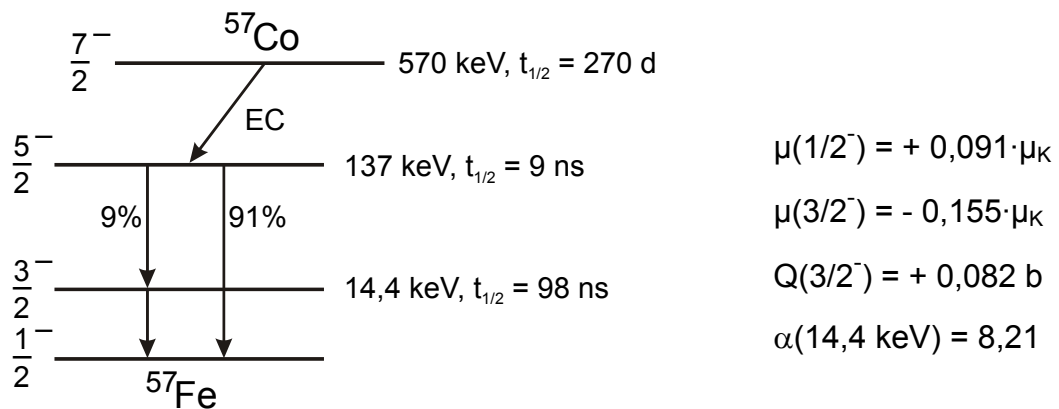
### Mößbauerquellen

Geeignete Nuklide für Mößbauerquellen erhält man in den meisten Fällen durch Kernreaktion (Bestrahlung mit Neutronen {Reaktor} oder mit geladenen Teilchen {Beschleuniger}).

Die angeregten Kernniveaus, die zur Emission der für den Mößbauereffekt genutzten  $\gamma$ -Strahlung führen, sind kurzlebig ( $\sim 10^{-7}$  s für  $^{57}\text{Fe}$ ).

Für die meisten Mößbauerexperimente wird eine schmale Einlinienquelle gefordert.

Für das Mößbauerisotop  $^{57}\text{Fe}$  ist das Mutterisotop  $^{57}\text{Co}$ , das durch K-Einfang mit einer Halbwertszeit  $T_{1/2} = 270 \text{ d}$  in den angeregten Zustand des  $^{57}\text{Fe}$  übergeht.



Als Wirtsmatrix dienen unmagnetische, kubische Substanzen: Rh, Pd, Pt, Cu, Cr und austenitischer Stahl.

Der Einsatz der Mößbauerspektroskopie hat die Existenz eines geeigneten Kernüberganges, bei einem Isotop des interessierenden Elementes, zur Voraussetzung.

Bisher wurde der Mößbauereffekt an 100 Isotopen beobachtet. Mehr als die Hälfte aller Untersuchungen konzentrieren sich auf  $^{57}\text{Fe}$ ,  $^{119\text{m}}\text{Sn}$  und  $^{122}\text{Sb}$ .

In neuerer Zeit wird Synchrotronstrahlung als Mößbauerquelle eingesetzt.

Die Synchrotronstrahlung hat den Vorteil eines breiten Energiebandes, aus dem die benötigte „Quellenenergie“ scharf ausgeblendet werden kann. Der Aufwand für derartige Experimente ist aber sehr groß und an das Vorhandensein eines Synchotrons gebunden.

### Auswerteverfahren

Ziel eines Mößbauerexperiments ist die Ermittlung der physikalischen Größen, die die Form des Mößbauerspektrums bestimmen.

Zur Lösung dieser Aufgabe werden PC eingesetzt. Ein Großteil der Programme zur Anpassung von Mößbauerspektren verwendet die Methoden der kleinsten Quadrate. Dazu werden so genannte Voigtfunktionen (95% Lorentz- und 5% Gaußanteil) vorgegeben, deren Parameter (Anzahl der Linien, Intensitäten, Intensitätsverhältnisse, Linienbreiten, Linienlagen) bestmöglich an die Messpunkte angepasst werden.

## Anforderungen an das Probenmaterial, Nachweisgrenzen

Die Anforderungen an das Probenmaterial sind von den Eigenschaften des zu untersuchenden Isotops abhängig.

Als Beispiel  $^{57}\text{Fe}$ :

$\text{Fe}_{\text{nat.}}$  enthält 2,17%  $^{57}\text{Fe}$  um in vertretbaren Zeiten ein auswertbares Spektrum zu erhalten, muss mit einer Flächendichte =  $10^{20}$  Fe Atome/cm<sup>2</sup> eingesetzt werden. Beim Einsatz von an  $^{57}\text{Fe}$  angereichertem Material kann die Flächendichte bis zu  $10^{10}$   $^{57}\text{Fe}$ -Nuklide/cm<sup>2</sup> reduziert werden.

Beim Einsatz von Metallfolien liegt die optimale Dicke bei 20  $\mu\text{m}$ .

Bei zu dicken Absorbern wird die nichtresonante Absorption zu hoch. Und es treten Sättigungseffekte auf, welche die Spektrenstatistik deutlich verschlechtern.

Sind keine dünnen Absorber verfügbar, so müssen Streuexperimente oder Konversions-Elektronen-Messungen (CEMS) durchgeführt werden.

Die Nachweisgrenzen hängen stark von der Art des zu messenden Spektrums und vom Probenmaterial ab. Sie liegen bei einer Einzellinie eine Größenordnung niedriger, als bei einem Sechslinien-Spektrum. Als Richtwert bei natürlichem Eisen beträgt die Untergrenze 2 Atom-%.

Bei Verwendung von  $^{57}\text{Fe}$  angereicherten Proben, kann die Nachweisgrenze bis auf 0,05 Atom-% gesenkt werden.

In den ppm-Bereich kann man vorstoßen, wenn die zu untersuchenden Proben als Quellenmaterial (Implantation von radioaktivem  $^{57}\text{Co}$ ) eingesetzt wird.