

35. Meranie vnútorných magnetických polí pomocou Mössbauerovho efektu

1. Všeobecná časť

Bezodrazová jadrová gama rezonancia (Mössbauerov efekt) umožňuje skúmať vlastnosti všetkých druhov magnetických materiálov (feromagnetiká, ferimagnetiká, antiferomagnetiká), ako aj vlastnosti malých tzv. superparamagnetických častíc a magnetizmus amorfných látok. Základným určujúcim parametrom pri týchto aplikáciách je efektívne vnútorné magnetické pole pôsobiace na mössbauerovské jadrá v skúmanej látke (\mathbf{H}_{ef}).

Najznámejšou časťou hyperjemnej štruktúry jadrových hladín je magnetická hyperjemná štruktúra (jadrový Zeemanov efekt) vznikajúca v dôsledku interakcie dipólového magnetického momentu jadra s magnetickým poľom na jadre \mathbf{H}_{ef} , ktoré je tvorené elektrónmi vlastného obalu a okolia, alebo vplyvom priloženého vonkajšieho poľa. Hamiltonián tejto interakcie má tvar:

$$\chi_m = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{H}_{\text{ef}} = -g\mu_N \mathbf{H}_{\text{ef}} \mathbf{I} \quad (35.1)$$

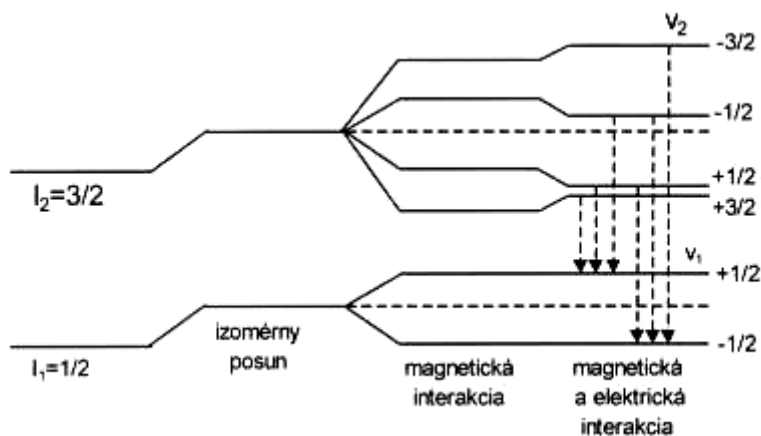
kde μ_N je jadrový magneton, $g = \frac{\mu}{I\mu_N}$ – tzv. gyromagnetický pomer vyjadrený v jadrových magnetoch, pričom os kvantovania z je volená v smere magnetického poľa \mathbf{H}_{ef} , \mathbf{I} – celkový spin jadra.

Každý stav jadra s celkovým mechanickým momentom hybnosti \mathbf{I} sa rozštiepuje na $2\mathbf{I}+1$ ekvivalentných magnetických podhladin s určujúcim magnetickým kvantovým číslom m_I . Energie rozštiepených podhladin môžeme vyjadriť pomocou vzťahu:

$$E_m = -\frac{\mu \mathbf{H}_{\text{ef}} m_I}{I} = -g\mu_N m_I \mathbf{H}_{\text{ef}} \quad (35.2)$$

Vzdialenosť medzi susednými hladinami je všeobecne rovná $g\mu_N \mathbf{H}_{\text{ef}}$ a vzdialenosť medzi najnižšou a najvyššou hladinou je $2g\mu_N \mathbf{H}_{\text{ef}}$.

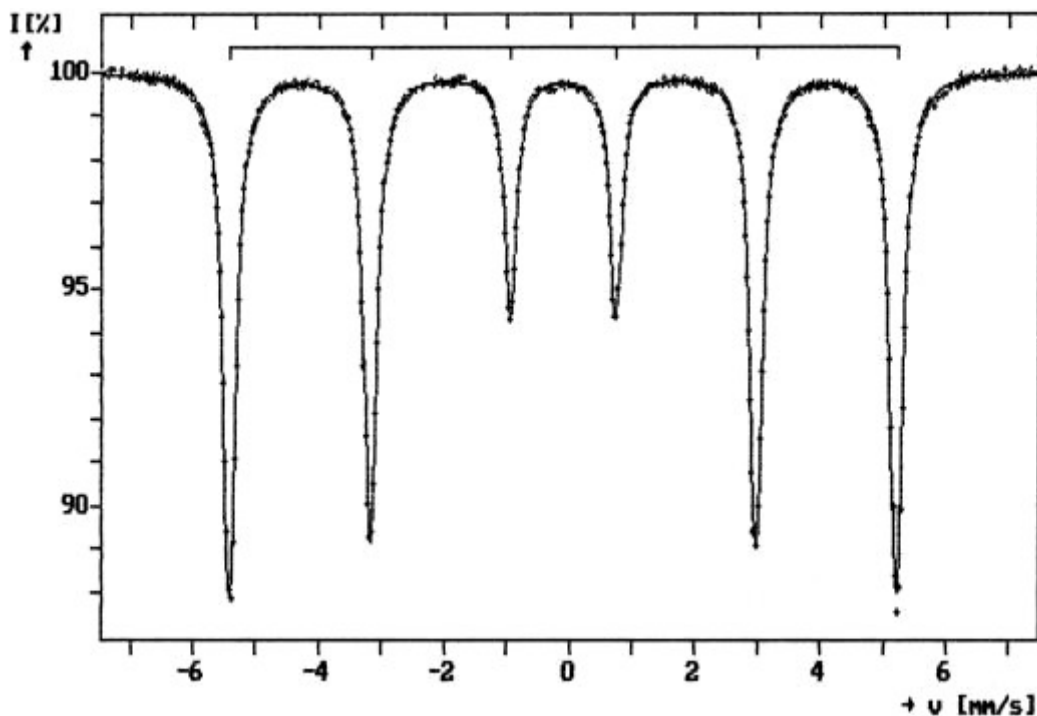
Obraz magnetického hyperjemného rozštiepenia pre prípad ^{57}Fe je na obr. 35.1. Ako vidieť z obrázku, horná hladina sa rozštiepuje na štyri a dolná na dve podhladiny. Podľa výberového pravidla o zmene magnetického kvantového čísla m ; $\Delta m = 0; \pm 1$ existuje potom šesť možných prechodov jadra ^{57}Fe zo vzбудeného do základného stavu a opačne.



Obr. 35.1: Hyperjemné magnetické rozštiepenie jadrových hladín ^{57}Fe .

Ak pre meranie Mössbauerovho spektra použijeme zdroj, ktorý má nerozštiepenú emisnú čiaru, bude výsledné spektrum pozostávať zo šiestich rezonančných čiar, ktoré zodpovedajú jednotlivým prechodom (obr. 35.2).

Pravdepodobnosti jednotlivých prechodov pre prípad ^{57}Fe sú uvedené v tab. 35.1. θ je uhol medzi smerom magnetického poľa a smerom zväzku žiarenia gama. Vo všeobecnom prípade, ak smer poľa \mathbf{H}_{ef} nie je vynútený, (napr. cestou namagnetovania absorbátora alebo vplyvom vonkajšieho magnetického poľa), ale má ľubovoľnú orientáciu, potom relatívne intenzity jednotlivých čiar 1 až 6 sú v pomere (obr. 35.2), $\alpha : \beta : \delta : \delta : \beta : \alpha = 3 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3$.



Obr. 35.2: Mössbauerovo spektrum metalického železa.

Ak je zadaný určitý smer poľa \mathbf{H}_{ef} a meranie sa uskutočňuje pri uhle $\theta = 90^\circ$, relatívne intenzity budú v pomere 3 : 4 : 1 : 1 : 4 : 3. Pre $\theta = 0$ prechody zodpovedajúce $\Delta m = \theta$ chýbajú a relatívne intenzity budú v pomere 3 : 0 : 1 : 1 : 0 : 3.

Za predpokladu, že ide o čistú magnetickú interakciu, rezonančné minimá sú symetricky rozložené okolo stredy celého spektra. Ak súčasne dochádza k dipólovej magnetickej a kvadrupólovej elektrickej interakcii, namerané spektrum má asymetrické rozloženie rezonančných čiar. Z tejto asymetrie možno potom určiť tiež hodnotu kvadrupólovej interakcie.

Na základe polôh jednotlivých čiar (polohy sa udávajú v $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$) možno určiť jednak pomer magnetických momentov vzbuđeného a základného stavu $\frac{\mu_e}{\mu_g}$, ako aj hodnotu efektívneho magnetického poľa \mathbf{H}_{ef} .

Magnetické momenty základných stavov μ_g pre stabilné nuklidy sú spravidla známe z iných experimentov. Táto skutočnosť potom dovoľuje určiť magnetický moment vzbuđeného stavu absolútne.

Každému z prechodov 1 až 6 zodpovedá v nameranom spektre po jednom absorpčnom minime, ktorým môžeme priradiť rýchlosti v_1 až v_6 .

Na základe známych energií prechodov a im zodpovedajúcim rýchlostiam v nameranom spektre môžeme odvodiť vzťahy pre určenie μ_e a \mathbf{H}_{ef} :

$$E_5 - E_3 = \frac{\varepsilon_0}{c} (v_5 - v_3) = \frac{\mu_g \mathbf{H}_{\text{ef}}}{1/2} \quad (35.3)$$

$$E_6 - E_5 = \frac{\varepsilon_0}{c} (v_6 - v_5) = \frac{\mu_g \mathbf{H}_{\text{ef}}}{3/2} \quad (35.4)$$

z toho:

$$\mu_e = 3\mu_g \frac{v_6 - v_5}{v_5 - v_3} \quad (35.5)$$

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = \frac{\varepsilon_0}{2c\mu_g \cdot \mu_0} (v_5 - v_3) \quad (35.6)$$

kde c je rýchlosť svetla vo vákuu, ε_0 – energia prechodu z nerozštiepenej vzbudenej hladiny na základnú hladinu, v prípade ^{57}Fe je $\varepsilon_0 = 14,41 \text{ keV}$, μ_g – magnetický moment základnému stavu, pre ^{57}Fe je $\mu_g = +0,090604\mu_N$, μ_0 - permeabilita vákuu.

Tab. 35.1

Prechod	m	Relatívna pravdepodobnosť prechodu	Uhlová záverečná pravdepodobnosť prechodu	Emisia prechodu
$E_6 = 3/2 \rightarrow 1/2$	-1	3	$9/4(1 + \cos^2 \theta)$	$\epsilon_0 + (\mu_g - \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$
$E_1 = -3/2 \rightarrow -1/2$	+1	3		$\epsilon_0 - (\mu_g - \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$
$E_5 = 1/2 \rightarrow 1/2$	0	2	$3 \sin^2 \theta$	$\epsilon_0 + (\mu_g - \frac{1}{3} \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$
$E_2 = -1/2 \rightarrow -1/2$	0	2		$\epsilon_0 + (\mu_g - \frac{1}{3} \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$
$E_4 = -1/2 \rightarrow 1/2$	+1	1	$3/4(1 + \cos^2 \theta)$	$\epsilon_0 + (\mu_g - \frac{1}{3} \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$
$E_3 = 1/2 \rightarrow -1/2$	-1	1		$\epsilon_0 - (\mu_g - \frac{1}{3} \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$

Pre určenie μ_e a \mathbf{H}_{ef} možno využiť aj iné kombinácie prechodov a im zodpovedajúce rýchlosti.

Pri praktických meraniach efektívnych magnetických polí sa na základe známej hodnoty \mathbf{H}_{ef} a vzdialenosti vonkajších čiar spektra nejakého štandardu môže určiť konštanta, ktorá udáva hodnotu \mathbf{H}_{ef} zodpovedajúcu rýchlosti $1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Na základe údajov rozštiepení (vzdialenosť prvej a šiestej čiary v $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$) a známych hodnôt \mathbf{H}_{ef} pre prirodzené $\alpha\text{-Fe}$ a $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ možno určiť vyžadovanú konštantu $K_{\mathbf{H}_{\text{ef}}}$. Údaje sú zhrnuté v tab. 35.2.

Tab. 35.2

Vzorka \mathbf{H}_{ef}	$[\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}]$	$\Delta_{1,6} [\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}]$	$K_{\mathbf{H}_{\text{ef}}} [\text{MA}\cdot\text{mm}^{-1}/\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}]$
$\alpha\text{-Fe}$	41,162	16,7	2,465
$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	26,274	10,657	2,465

2. Zadanie a postup merania

- 1) Pre daný zdroj a absorbátor zmerať absorpčné spektrum.
- 2) Vypočítať hodnotu \mathbf{H}_{ef} .
- 3) Vypočítať hodnotu magnetického momentu vzбудeného stavu μ_e .
- 4) Určiť hodnotu \mathbf{H}_{ef} pomocou konštanty $K_{\mathbf{H}_{\text{ef}}}$ a porovnať s hodnotou z bodu 2.

- 5) Určiť hodnotu efektu ε jednotlivých čiar ε_1 až ε_6 .
- 6) Určiť šírku čiar Γ_1 až Γ_6 .
- 7) Určiť pomer intenzít, resp. plôch jednotlivých čiar.

3. Literatúra

- [1] Lipka, J.: Jadrová a neutrónová fyzika. Bratislava, ES SVŠT, 1986.
- [2] Long, J.G.: Mössbauer Spectroscopy Applied to Inorganic Chemistry, Plenum Press, New York, London, 1987.