

# Mössbauer-spektroszkópia (kiegészítés Korecz László jegyzetéhez)

Nagy Dénes Lajos

*KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet,  
1525 Budapest, p.f. 49.*

## 1. Bevezetés

A haladó szintű hallgatói laboratórium számára a Mössbauer-spektroszkópia mérést eredetileg *Korecz László* hirdette meg. Néhány hónappal ezelőtt bekövetkezett halála akadályozta meg őt abban, hogy ezt a mérést is a tőle megszokott pontossággal készítse elő és gondozza. Jegyzetének alapja minden bizonnyal a korábbi tanterv hasonló jegyzetének [8] 5. fejezete lett volna. Jelen jegyzet ezért csak folytatása, kiegészítése *Korecz László* jegyzetének; innen adódik a fejezetek és a hivatkozások szokatlan számozása.

Mivel az új tanterv szerint az egy mérésre fordított idő meghosszabbodott, az eredeti mérési feladatokat néhány továbbival egészítettük ki. Ebben a félévben a Mössbauer-spektroszkópia, mint mérési gyakorlat a részecske- és magfizikai specializáció programjában szerepel, ezért az újabb mérések is magfizikai jellegűek. Az első foglalkozáson a nyomtatott jegyzetben szereplő mérésekre kerül sor az Atomfizikai Tanszéken. A további mérések helye a KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet Magfizikai Osztályának Mössbauer-laboratóriuma (Budapest, XII., Konkoly-Thege út 29-33., 13. épület, 7. sz. helyiség).

### 4.2.3 A spektrumvonalak szögeloszlása

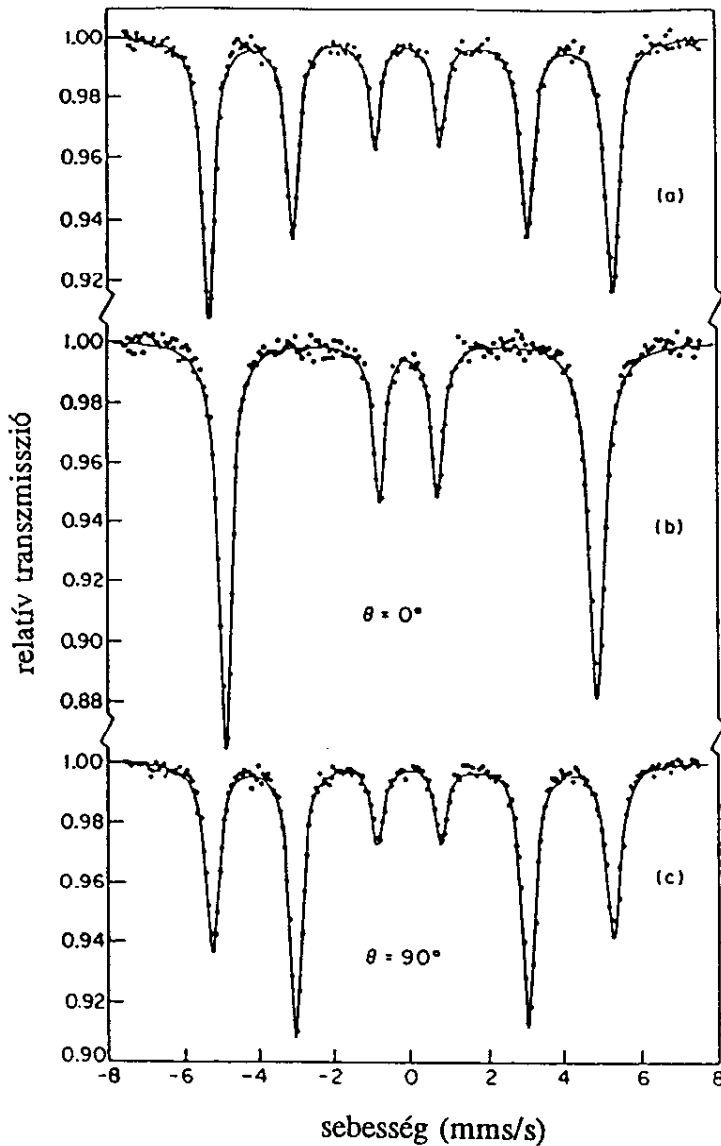
A magnívók mágneses felhasadása legtöbbször még néhányszor 10 T intenzitású mágneses térben is lényegesen kisebb, mint a hőmérsékleti energia (ez a feltétel csak kb. néhányszor 10 mK hőmérséklet alatt nem teljesül; ilyenkor beszélünk magorientációról). Ugyanez igaz az elektromos kvadrupólus-kölcsönhatásra is. Ezért megszoktuk, hogy a gamma-sugárzás izotróp módon hagyja el a forrást és hogy rezonancia-abszorpció esetén izotróp módon is nyelődik el.

Mindez csak a gamma-átmenet teljes intenzitására igaz. Ha külön-külön tudjuk megfigyelni a gerjesztett és az alapállapot egyes alnívói közötti átmeneteket - márpedig felhasadt spektrumvonalak esetén egy Mössbauer-mérésben pontosan ezt tesszük -, akkor figyelembe kell vennünk, hogy az egyes átmenetek a kvantálási tengelyekhez (pl. a mágneses tér irányához vagy az elektromos térgradiens-tenzor főtengeleihez) képest jól meghatározott szögeloszlással rendelkeznek. Az egyes

átmenetek szögeloszlásának átlaga természetesen most is izotróp, hiszen az egyes alnívók szokásos hőmérsékleten egyenletesen vannak betöltve.

A spektrumvonalak szögeloszlása jól tanulmányozható a fém-vas mágneseesen felhasadt spektrumán (5.15 ábra). Az (a) spektrum 1. és 6. vonala között a távolság (szobahőmérsékleten) 10.625 mm/s (ezt a spektrumot szokták spektrométer kalibrálására felhasználni és - önkényesen - e spektrum középpontját választották az  $^{57}\text{Fe}$ -spektrumok esetében a  $\nu = 0$  pontnak is. A spektrum felhasadása 33.06 T intenzitású mágneses térnek felel meg. Ez a tér döntően a 4s elektronok polarizációjától származik, amit viszont a 3d elektronok polarizációja okoz. Ez utóbbiak hordozzák a vas kompenzálatlan mágneses nyomatékát. Egy ferromágneses tartományon (Weiss-féle doménon) belül a mágneses nyomatékok egymással párhuzamosan állnak, mivel a fémes ( $\alpha$ -) vas ferromágneses anyag. Az egyes tartományok mágnesezettségei viszont véletlenszerűen orientáltak. Mivel a magra ható mágneses teret a fenti okoknál fogva a külső tér a 3d-4s kölcsönhatás negatív előjele miatt önmagával ellentétes irányba állítja be, az eredetileg véletlenszerűen irányított belső tér is rendeződni fog a külső térnek megfelelően. Az, hogy mekkora külső mágneses térre van szükség ahhoz, hogy valamennyi mágneses nyomatékot egymással párhuzamosra állítsuk be, erősen függ a minta alakjától és - anizotróp minta esetén - a külső térnek a mintához viszonyított helyzetétől. Ennek oka a lemágnesezési tér alak- és irányfüggése [9]. Vékony vasfólia mágneses nyomatékai nagy valószínűséggel már eleve a minta síkjában vannak; e síkon belül egy irányba történő beállításukhoz néhányszor 10 mT elegendő. Ugyanezen fóliában a nyomatékoknak a minta normálisának irányába való beállításához több T erősségű mágneses térre van szükség.

Az 5.15 ábra (a) spektruma olyan vas-fólián készült, amelyben a domének mágnesezettsége véletlenszerűen oszlott el. A (b) spektrum esetében egy erős  $B_k$  külső mágneses tér a fotonok  $k$  terjedési irányával párhuzamosra állította be a domének mágnesezettségét és így ellentétesre a  $B_0$  belső mágneses teret. A külső és a belső tér ellentétes előjele jól látható abból, hogy a (b) spektrum teljes felhasadása kisebb a (a) spektruménál. A (c) spektrum úgy készült, hogy  $B_k$  merőleges volt  $k$ -ra (és - viszonylag vékony fóliáról lévén szó - a (b) mérésben alkalmazott  $B_k$ -nál jóval kisebb volt). A (c) spektrum teljes felhasadása nem is különbözik észrevehetően az (a) spektrumétól. Az igazán lényeges különbséget a három spektrum között azonban a 2. és az 5. vonal intenzitásában látjuk.  $B_k \parallel k$  esetén ezek a vonalak teljesen hiányoznak, míg  $B_k \perp k$  esetén ezek a legerősebbek. Ennek oka éppen az egyes átmenetek különböző szögeloszlása.



5.15 ábra.  $^{57}\text{Fe}$  Mössbauer-spektrumok  $\alpha$ -vas abszorbens esetén. Forrás:  $^{57}\text{Co}$  Pt-ban. a) az abszorbens fel nem mágnesezett vas (a  $B_0$  belső terek irányai véletlenszerű izotróp eloszlást mutatnak). b) az abszorbens felmágnesezett vas, melynek mágnesezettsége és így a  $B_0$  belső tér is párhuzamos a gamma-sugarak  $k$  terjedési irányával. c) az abszorbens felmágnesezett vas, melynek mágnesezettsége és így a  $B_0$  belső tér is merőleges a gamma-sugarak  $k$  terjedési irányára.

Mivel a magnívók jól meghatározott  $I$  impulzusmomentum-kvantumszámmal,  $\pi$  paritással és -tiszta mágneses kölcsönhatás esetén - szintén jól meghatározott  $M$  mágneses kvantumszámmal rendelkeznek, ugyanez igaz az elektromágneses átmenetben emittált vagy abszorbeált fotonra is. A kibocsátott sugárzást tehát klasszikusan a Maxwell-egyenleteknek jól definiált  $lh$  impulzusmomentumú és  $\pi$  paritású megoldásai fogják leírni. Ezek a Maxwell-egyenletek *multipólus-megoldásai*:

$$B_l^m = f_l(kr) L Y_l^m(\Theta, \Phi) \quad E_l^m = i (c/k) \text{ rot } B_l^m \quad (\text{E})$$

$$E_l^m = f_l(kr) L Y_l^m(\Theta, \Phi) \quad B_l^m = -i (1/ck) \text{ rot } E_l^m \quad (\text{M})$$

Itt az  $f_l(kr)$  függvények csak radiális függést mutatnak,  $Y_l^m(\Theta, \Phi)$  a gömbfüggvényeket jelenti,  $L$  pedig az impulzusmomentum kvantummechanikai differenciáloperátora. Az (E) egyenletek az elektromos  $2^l$ -pólus (E $l$ ), az (M) egyenletek a mágneses  $2^l$ -pólus (M $l$ ) sugárzást írják le. Látható, hogy az E-átmenet paritása  $(-1)^l$ , míg az M-átmeneté  $(-1)^{l+1}$ . Emellett teljesülni kell az impulzusmomentumokra a háromszög-egyenlőtlenségnek:

$$l = I_i + I_f, I_i + I_f - 1, \dots, |I_i - I_f| \quad (16)$$

ahol az "i" index a mag kezdő-, "f" pedig a végállapotára utal.

Az  $^{57}\text{Fe}$  14.4 keV-es gerjesztett állapotának impulzusmomentuma  $I_g = 3/2$ , alapállapotáé  $I_a = 1/2$ . Mindkét nívó páratlan paritású. Az előbbieket alapján világos, hogy e két nívó között csak M1 és E2 átmenetek lehetségesek. Az adott esetben az E2-járulék elhanyagolható; az átmenet tisztán M1 (azaz mágneses dipólus-) jellegűnek tekinthető.

A megfigyelt intenzitás az energiaáram-sűrűséggel, vagyis a Poynting-vektorral arányos:

$$S = (1/\mu_0) (E \times B) \quad (17)$$

Figyelembe véve, hogy a hullámzónában

$$|E| = c |B| \quad (18)$$

valamint hogy  $E$  és  $B$  egymásra merőlegesek, az (E) és (M) egyenletek felhasználásával arra az eredményre jutunk, hogy a Poynting-vektor abszolút értéke akár elektromos, akár mágneses  $2^l$ -pólus-sugárzás esetén ugyanazzal az iránykarakterisztikával rendelkezik:

$$|S| \sim |L Y_l^m(\Theta, \Phi)|^2 \quad (19)$$

Ez természetesen azt jelenti, hogy a kibocsátott gamma-sugárzás iránykarakterisztikája alapján nem lehet az E $l$ - és az M $l$ -sugárzást egymástól megkülönböztetni. Erre csak a sugárzás polarizációjának megfigyelésével nyílik mód.

A (19) egyenletből némi további számolással már könnyen megkaphatjuk az  $l, m$  kvantumszámokkal jellemzett átmenet  $F_l^m(\Theta)$  normált szögeloszlását (emlékeztetőül:  $2^l$  az átmenet multipolaritása,  $m$  pedig a két mágneses kvantumszámának különbsége):

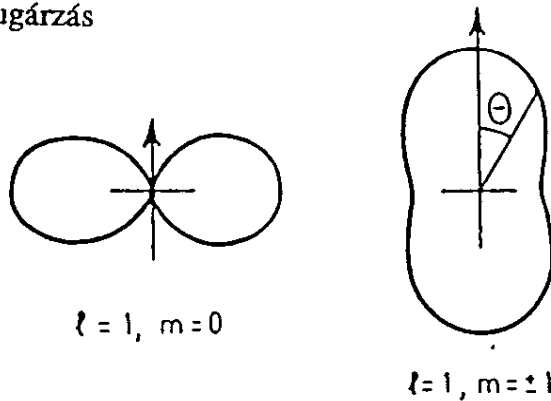
$$F_l^m(\Theta) = |L Y_l^m(\Theta, \Phi)|^2 / \sum_k |L Y_l^k(\Theta, \Phi)|^2 \quad (20)$$

Amint az várható volt, az iránykarakterisztika nem függ a  $\Phi$  azimutszögtől. Az  $F_l^m(\Theta)$  függvényeket dipólus- és kvadrupólus-sugárzás esetére az 5.1 táblázat, illetve az 5.16 ábra tartalmazza. Figyeljük meg, hogy az  $F_1^0(\Theta)$  függvény pontosan megfelel a klasszikus rezgő pontdipól energiaáram-sűrűségének a hullámzónában!

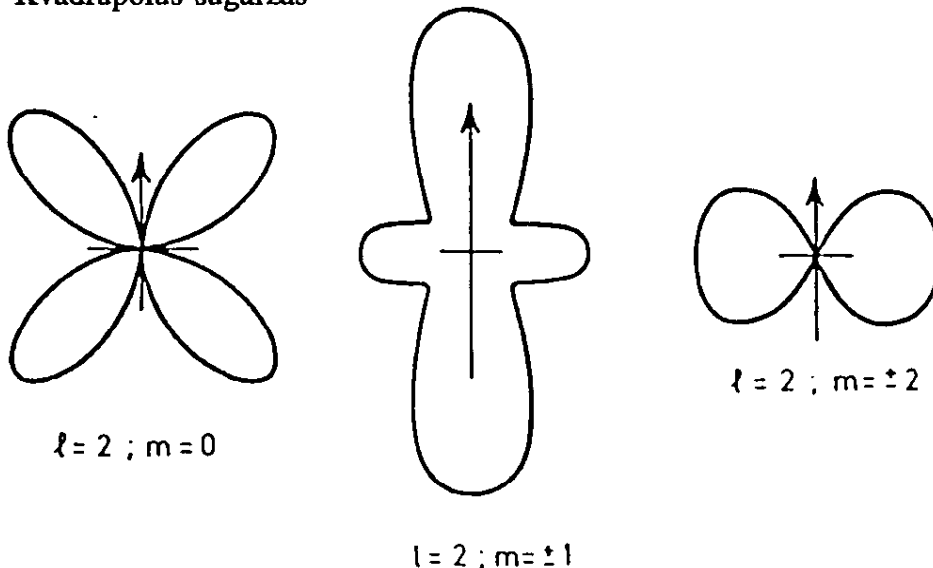
5.1 táblázat: az  $F_l^m(\Theta)$  szögeloszlás-függvények dipólus- és kvadrupólus-sugárzás esetére

	$m = 0$	$m = \pm 1$	$m = \pm 2$
$l = 1$ (dipólus)	$(1/2) \sin^2\Theta$	$(1/4) (1 + \cos^2\Theta)$	-----
$l = 2$ (kvadrupólus)	$(3/2) \sin^2\Theta \cos^2\Theta$	$(1/4) (1 - 3\cos^2\Theta + 4\cos^4\Theta)$	$(1/4) (1 - \cos^4\Theta)$

Dipólus-sugárzás



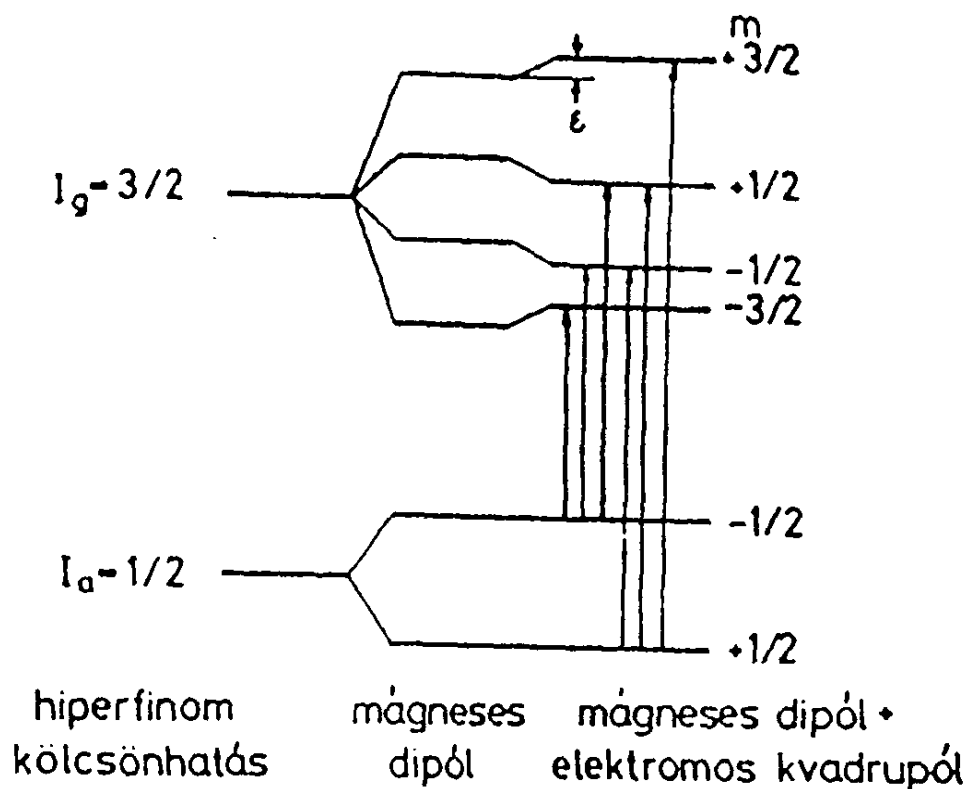
Kvadrupólus-sugárzás



5.16 ábra. A tiszta dipólus- és kvadrupólus-sugárzás iránykarakterisztikája

Az 5.15 ábrán látható spektrumvonalak az 5.17 ábrán bejelölt átmeneteknek felelnek meg. (Az ábra jobb oldalán az az általánosabb eset szerepel, amikor a mágneses felhasadást egy kis kvadrupólus-kölcsönhatás perturbálja [10].) Világos, hogy a spektrumvonalak balról jobbra haladva (tehát növekvő energia szerint) az  $m = -1, 0, +1, -1, 0, +1$  mágneses kvantumszám-változásoknak felelnek meg. Ha tehát a kvantálási tengely ( $B_b$ ) és a megfigyelési irány ( $k$ )  $\Theta$  szögét változtatjuk, a spektrumvonalaknak rendre az  $F_1^1(\Theta), F_1^0(\Theta), F_1^1(\Theta), F_1^1(\Theta), F_1^0(\Theta), F_1^1(\Theta)$  szögfüggést kell mutatniuk. A (19) egyenletből nemcsak az iránykarakterisztika, hanem az egyes átmenetek relatív intenzitásai is megkaphatók. M1 átmenet esetén arra az eredményre jutunk, hogy az  $M_a, M_g$  mágneses kvantumszámokkal jellemzett spektrumvonal intenzitása

$$I(M_a, M_g, \Theta) \sim \begin{pmatrix} I_g & 1 & I_a \\ M_g & m & -M_a \end{pmatrix}^2 F_1^m(\Theta) \quad (21)$$



5.17 ábra.  $1/2 \Rightarrow 3/2$ -es dipólus-átmenet felhasadása mágneses dipólus és kombinált hiperfinom kölcsönhatás esetén.

A (21) egyenletben előforduló 3-j szimbólumok négyzeteinek értéke:

$$\begin{pmatrix} 3/2 & 1 & 1/2 \\ -3/2 & 1 & 1/2 \end{pmatrix}^2 = 3/12$$

$$\begin{pmatrix} 3/2 & 1 & 1/2 \\ -1/2 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}^2 = 2/12$$

$$\begin{pmatrix} 3/2 & 1 & 1/2 \\ 1/2 & -1 & 1/2 \end{pmatrix}^2 = 1/12$$

$$\begin{pmatrix} 3/2 & 1 & 1/2 \\ -1/2 & 1 & -1/2 \end{pmatrix}^2 = 1/12$$

$$\begin{pmatrix} 3/2 & 1 & 1/2 \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix}^2 = 2/12$$

$$\begin{pmatrix} 3/2 & 1 & 1/2 \\ 3/2 & -1 & -1/2 \end{pmatrix}^2 = 3/12$$

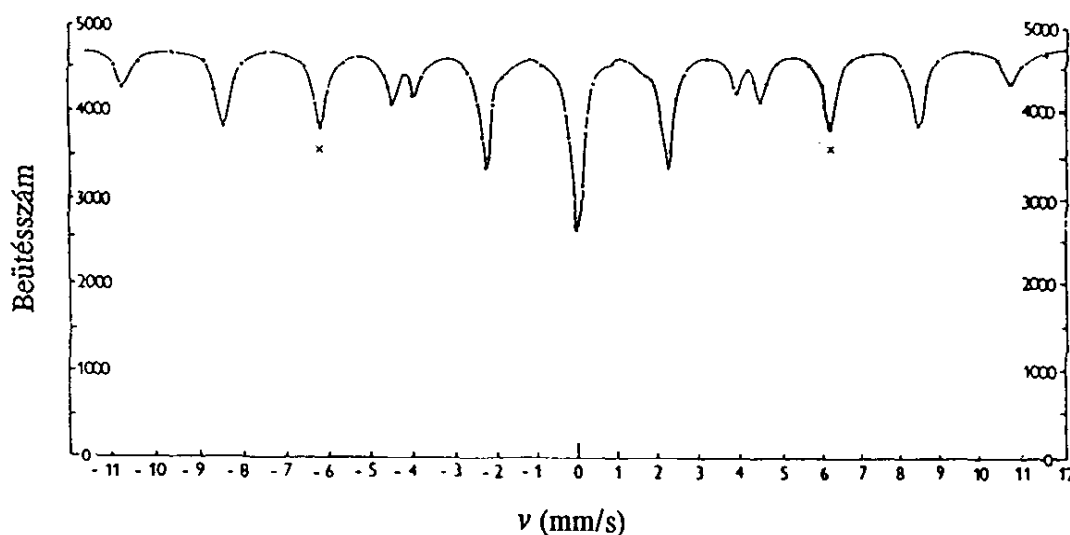
A (21) egyenlet segítségével most már bármilyen  $\Theta$  esetén meghatározhatjuk a spektrumvonalak várható relatív intenzitását.

#### 4.2.4 A spektrumvonalak polarizációja

Az egyes átmenetektől származó gamma-kvantumoknak nemcsak jól meghatározott iránykarakterisztikája, de jól meghatározott polarizációja is van. Ez természetesen csak akkor vizsgálható, ha már a forrásból is polarizált fotonokat kapunk, amit csak úgy érhetünk el, ha egyvonalas forrás helyett olyan forrást alkalmazunk, amelyben a magnívókat egy meghatározott irányval rendelkező hiperfinom kölcsönhatás (pl. belső mágneses tér) felhasította. Itt is igaz az, amit az iránykarakterisztikáról mondtunk: extrém alacsony hőmérsékletektől eltekintve, a forrásból *átlagosan* mindig polarizálatlan sugárzást kapunk. Az egyes átmenetek azonban ettől még nagyon is jól meghatározott polarizációval rendelkezhetnek.

A jelenséget legjobban olyan forráson figyelhetjük meg, amelynek a radioaktív  $^{57}\text{Co}$  magokat befogadó kristályrácsa  $\alpha\text{-Fe}$  és ezt a forrást az optikai tengelyre merőlegesen telítésig mágnesezzük. A forrás spektruma ilyenkor - a vonalhelyeket és az intenzitásvizonyokat illetően - teljesen megegyezik az  $\alpha\text{-Fe}$  ugyanilyen körülmények között mért transzmissziós spektrumával, ami a 5.15 ábra (c) spektrumának felel meg (v.ö. 2. kérdés és 3. mérési feladat). Az optikai spektroszkópiából ismert Zeeman-effektushoz hasonlóan ilyen geometriai feltételek teljesülése esetén valamennyi spektrumvonal lineáris polarizációt mutat, mégpedig a mágneses térrel rendre párhuzamosan, merőlegesen, párhuzamosan, párhuzamosan, merőlegesen, párhuzamosan. Ezt a forrást, a szokásos módon mozgatva, az abszorbens ugyancsak felhasadt spektrumvonalainak esetleges polarizációját is megfigyelhetjük, ha az abszorbenst az optikai tengely körül elforgatva más-más helyzetekben mérjük.

Természetesen most jóval bonyolultabb spektrumokra kell számítanunk, mint eddig, hiszen általában a forrás valamennyi vonalával "letapogatjuk" az abszorbens valamennyi vonalát. Ezt a 5.18 ábrán bemutatott spektrumon érthetjük meg, amely  $^{57}\text{Co}/\alpha\text{-Fe}$  forrással és  $\alpha\text{-Fe}$  abszorbenssel készült. A spektrum most 15 vonalból áll, hiszen mindannyiszor minimumot kapunk a beütésszámban, valahányszor a forrás 6 vonala közül bármelyik átfedésbe kerül az abszorbens 6 vonalának bármelyikével. Hogy mégsem 36 vonalat figyelünk meg, hanem annál kevesebbet, annak az az oka, hogy az  $\alpha\text{-Fe}$  spektrumában az 1. és a 2. vonal távolsága ugyanakkora, mint a 2. és 3. vonal távolsága és hogy a spektrum szimmetrikus (v.ö. 4. kérdés).



5.18 ábra. Polarizálatlan  $\alpha\text{-Fe}$  abszorbens spektruma polarizálatlan  $^{57}\text{Co}/\alpha\text{-Fe}$  forrással mérve

Ha nemcsak a forrás, de az abszorbens is az optikai tengelyre merőlegesen álló és a saját síkjában (tehát ugyancsak az optikai tengelyre merőlegesen) mágnesezett  $\alpha\text{-Fe}$  fólia, akkor annak vonalai úgyszintén lineárisan polárosak. Ha a forrás és az abszorbens mágnesezettségei egymással párhuzamosak, akkor csak az azonos polarizációjú vonalak "látják egymást", pl. a forrás 1. vonala



"látja" az abszorbens 1., 3., 4. és 6. vonalát, a forrás 2. vonala "látja" az abszorbens 2. és 5. vonalát, a forrás 3. vonala "látja" az abszorbens 1., 3., 4. és 6. vonalát, stb. A spektrum egyszerűbb lesz; nem látszik az 5.18 ábrán megfigyelhető 15 vonal mindegyike (v.ö. 6. kérdés). A spektrum legerősebb vonalát nyilván  $\nu = 0$ -nál figyelhetjük meg: itt a forrás minden vonala az abszorbens megfelelő vonalával esik egybe. Gyökeresen más spektrumot fogunk megfigyelni, ha a forrás és az abszorbens mágnesezettségei egymásra merőlegesek, hiszen ekkor egyik vonal sem a saját megfelelőjét "látja" (v.ö. 7. kérdés). Ez a módszer, a *Mössbauer-polarimetria* lehetővé teszi a hiperfinom kölcsönhatás irányának nagy pontosságú meghatározását egykristályokban és homogén mágneses szerkezetű anyagokon.

### 5.3 Nem-transzmissziós mérési technikák

A Mössbauer-spektroszkópiának az eddig megismert transzmissziós technikán kívül számos más módszere is van.

Az *emissziós* technika alkalmazása esetén a vizsgálandó anyagba juttatjuk a radioizotópot. Ilyenkor a forrás spektrumát vizsgáljuk; az abszorbens, ami az analizátor szerepét játssza, egyvonalas. A módszer előnye igen nagy érzékenysége, hátránya viszont, hogy a magátalakulás a vizsgálandó rendszert megzavarhatja. A radionuklidot általában diffúzióval juttatják a mintába, de esetenként izotópszeparátorral implantálják, vagy nagy gyorsítók mellett közvetlenül a rezonáns izotópot implantálják a mintába Coulomb-gerjesztett állapotban. Az emissziós technika koincidencia-módszerrel kombinálva időfüggő jelenségek vizsgálatát teszi lehetővé.

A Mössbauer-nívó bomlása legtöbbször nemcsak foton, hanem konverziós elektron kibocsátásával is végbemehet, sőt e folyamat általában jóval ( $^{57}\text{Fe}$  esetén pl. kb. egy nagyságrenddel) valószínűbb a fotonos bomlásnál. A konverziós elektronokat detektálhatjuk pl. úgy, hogy a mintát egy gázproporcionális számláló belsejébe helyezzük, de vákuumban is kimutathatjuk őket, pl. channeltronnal. Mivel a konverziós elektronok a mintát csak a legfelső (általában mintegy 100 nm vastagságú) rétegből tudják elhagyni, a szerkezeti információ is csak ebből a rétegből származik. Ez a *konverziós elektron Mössbauer-spektroszkópia* (CEMS). Az elektronok energiáját analizálva a módszer - legalább is kvalitatíve - mélységszelektívvé tehető (DCEMS).

Detektálhatjuk a mintában gerjesztett állapotba kerülő mag bomlásából származó, inkoherensen szórt gamma-sugarakat is. Ezzel az eljárással kedvezőtlen alakú minták is vizsgálhatók, hátránya viszont, hogy legtöbbször igen erős forrásra van szükség a megvalósításához. Ez a *gamma-szórás* technika.

A konverziós elektron lyukat hagy maga után az elektronhéjban (általában a K-héjban). Ez a lyuk vagy Röntgen-fotonok, vagy Auger-elektronok kibocsátása kíséretében töltődik be a magasabban fekvő héjakról. A vas esetében ez az egyik oka pl. a 6.4 keV-es vonal megjelenésének a fonspektrumban. Mivel ezek a fotonok végül is egy Mössbauer-folyamat végén keletkeztek, a

rezonancia ugyanúgy megfigyelhető rajtuk, mint a 14.4 keV-es fotonokon. Kimutatásukra általában nem szcintillációs, hanem proporcionális számlálót használnak, annak jobb energiefelbontása és kisebb zaja miatt. A kisenergiájú Röntgen-fotonok a mintának szintén csak a felső (bár a konverziós elektronok esetéhez viszonyítva jóval vastagabb, általában néhány  $\mu\text{m}$  vastagságú) rétegéből hoznak információt (v.ö. 7. mérési feladat). Az eljárást *röntgen-szórás* technikának nevezzük.

Egykristályokon Bragg-irányokban koherens gamma-szórás is megfigyelhető, amely fontos szerkezeti információkat tartalmaz. Ez a *Mössbauer-diffrakció*.

A fenti módszerek számos további változata és kombinációja van (súroló beeséses szórás, totálreflexiós szórás, szelektív gerjesztésű kettős Mössbauer-rezonancia, stb.). A legutóbbi években indult fejlődésnek a Mössbauer-spektroszkópia egy egészen új ága, a *szinkrotron-Mössbauer-spektroszkópia*. Ez nem radioizotópot használ sugárforrásként, hanem a szinkrotronsugárzás rendkívül intenzív fehér spektrumából választja ki azt a néhány neV vagy  $\mu\text{eV}$  széles tartományt, amely a magrezonancia-szóráshoz szükséges. A szinkrotronsugárzás különleges tulajdonságai (nagy intenzitás, időben pulzált jelleg, nagyfokú kollimáltság és a polarizáció magas foka) egészen új típusú méréseket tesznek lehetővé. A mérés itt alapvetően különbözik a hagyományos méréstől, amennyiben - kihasználva a gerjesztés pulzált jellegét - a hiperfinom kölcsönhatást nem az energia; hanem (lényegében annak Fourier-transzformáltjaként) a szórt intenzitás időbeli lefutása által méri.

#### 5.4 A spektrumok kiértékelése

A Mössbauer-spektrumok sokcsatornás analizátor tárolójában keletkeznek, mint részecskeszámlálókából érkező beütésszámok. Az egyes mérési pontok ezért Poisson-eloszlást követnek. Mivel a háttér mindig igen jelentős, a beütésszámok elég nagyok ahhoz, hogy a Poisson-eloszlást Gauss-eloszlással közelíthessük és így a legkisebb négyzetek módszerét alkalmazhassuk.

Vékony minta esetén a spektrum csúcsai Lorentz-görbék. Egy Lorentz-görbének 3 paramétere van (amplitúdó, hely, szélesség).  $N$  csúcs esetén az illesztendő paraméterek száma tehát  $3N + 1$  lenne (a spektrum alapvonalát is illeszteni kell). Az 5.18 ábrán látható spektrumot eszerint 46 paraméterrel kellene illeszteni. Szerencsére a spektrumot ennél jóval kevesebb paraméter is leírja, amelyeknek a csúcsok paraméterei lineáris függvényei. A 15 vonalhely pl. összesen két paramétertől (a spektrum középpontja és teljes felhasadása) függ. Ezt a tényt használja ki az *MMS-SIRIUS* program, amellyel a mérési feladatok kiértékelhetők. A program a mellékfeltételeket lineáris transzformációk formájában veszi figyelembe [10], melyeket u.n. T-mátrixok formájában saját könyvtárban tárol, de lehetőség van új mátrixok írására illetve régiak editálására is. A program a legkisebb négyzetek módszerét használja módosított Newton-iterációval. A programot az Olivetti M28-as PC C: diszkjének *ELTE* nevű aldirektorijából indítjuk az *MMS* utasítással. A program teljesen menüvezérelt és módot ad a mért spektrumok kiolvasására is a sokcsatornás analizátorból. A kiértékelés eredményét célszerű file-ba írni, majd onnan kinyomtatni. Kinyomtatás előtt ellenőriz-

zük, hogy a lézer-nyomtató parallel portja aktív-e! Először mindig a nyomtatót kell bekapcsolni, csak utána a PC-t; ellenkező esetben újra kell indítani az operációs rendszert.

### A KFKI RMKI spektrométerének kezelése

A KFKI RMKI spektrométere folytonos sebességváltoztatással működik és elvi felépítése lényegében megfelel az 5.14 ábrán láthatónak. A sebességtartományt az NZ-640 jelű sebességvezérlő egységen középen felül lévő háromállású kapcsolóval és a mellette található helipottal állítjuk be. A beállított sebesség csak körülbelüli érték; általában kalibráció szükséges. Esetünkben erre csak a 8. mérés előtt lesz szükség, mivel a többi mérés  $\alpha$ -Fe abszorbensen történik, így önmagát kalibrálja. A mozgatót a "TRANSDUCER" kapcsolóval helyezzük üzembe ("ON"). Ezután kb. egy percet várni kell, amíg a mozgató stabilizálódik (ezt a "POS. CONTR." feliratú fénydióda villogásának megszűnése jelzi). A mérést a "START" kapcsoló felnyomásával indítjuk (ugyanítt lehet a mérést leállítani). A mérés során a "MEASURING" fénydióda világít.

A mérés indítása előtt ellenőrizni kell, hogy az egységen jobboldalt alul található peremkereskes kapcsolók beállítása összhangban van-e az ICA-70 analízátor beállításával.

Az ICA-70 analízátor lehetőséget ad az erősítő és a differenciál-diszkriminátor (DD) beállításának ellenőrzésére is. Ekkor az analízátor hátulján lévő két megjelölt kapcsolót fel kell kapcsolni, majd - üres tárolórész kiválasztása után - "DOUBLE" üzemmódban kell amplitúdóanalízist végezni. Az erősítő kimenő jele ilyenkor az analízátor "DIRECT IN" bemenetére, a DD kimenő jele az analízátor "GATE IN" bemenetére csatlakozik. A beállítás befejezése után ne felejtjük el a hátoldali kapcsolókat visszabillenteni!

A detektorok nagyfeszültsége a mérés megkezdésekor általában helyesen van beállítva; azon ne változtassunk! Detektorcsere esetén (8. mérés) a nagyfeszültség bekapcsolása előtt az összeállítást ellenőriztessük az oktatóval vagy a technikussal!

Figyelem! A forrást csak az oktató vagy a technikus cserélheti! A Mössbauer-laboratórium C-szintű izotóplaboratórium, amelyben csak zárt preparátumokkal szabad dolgozni. A sugárvédelmi szabályokat szigorúan be kell tartani! Illetéktelen személy a laborban nem tartózkodhat!

### Kérdések

1. Egy  $\alpha$ -vas mintában a mágneses domének mágnesezettségének iránya teljesen véletlenszerű eloszlást mutat. Vékony abszorbens esetén milyen lesz a spektrumvonalak várható relatív intenzitása?

2. Egy vékony vas-fóliát saját síkjában telítésig mágnesezünk, majd Mössbauer-spektrumot veszünk fel a minta síkjára merőleges irányban. Milyen intenzitásarányokat várunk az egyes spektrumvonalak között?

3. Hány fokkal kell az előző kérdésben szereplő mintát az optikai tengelyre és a minta mágnesezettségére merőleges tengely körül elforgatni ahhoz, hogy olyan intenzitásviszonyokat kapjunk, mint nem mágnesezett minta esetén?

4. Miért azonos az  $\alpha$ -Fe spektrumában az 1. és a 2. vonal távolsága a 2. és a 3. vonal távolságával? Miért szimmetrikus a spektrum?

5. Rajzoljunk fel két papírszalagra sematikusán egy-egy  $\alpha$ -Fe-spektrumot (megjelölve a vonalhelyeket, mellélírva a vonalintenzitásukat)! A két papírszalagot egymáshoz képest eltolva, figyeljük meg, hogy mikor mely vonalak esnek egybe! Ennek segítségével magyarázzuk meg a 5.18 ábrán látható spektrumot (a vonalak helyeit és intenzitásait)!

6. Hogyan módosul az 5. kérdés spektruma, ha mind a forrást, mind az abszorbenst az optikai tengelyre merőlegesen, de egymással párhuzamosan telítésig mágnesezzük (a külső tér hatása a vonalhelyekre elhanyagolható)? Mely vonalak maradnak meg a 5.18 ábrán megfigyelhetők közül és milyen intenzitásokkal?

7. Hogyan módosul az 5. kérdés spektruma, ha mind a forrást, mind az abszorbenst az optikai tengelyre és egymásra is merőlegesen telítésig mágnesezzük (a külső tér hatása a vonalhelyekre elhanyagolható)? Mely vonalak maradnak meg a 5.18 ábrán megfigyelhetők közül és milyen intenzitásokkal?

### Mérési feladatok

3. Hajtsuk végre a 2. kérdésben szereplő mérést egy  $^{57}\text{Co}/\text{Rh}$  forrással és egy permanens mágnesekkel ellátott mintatartóba helyezett  $15\ \mu\text{m}$  vastag  $\alpha$ -Fe abszorbenssel! Értékeljük ki a kapott spektrumot! Van-e eltérés a várt intenzitásarányoktól? Ha igen, mi lehet az oka?

4. Hajtsuk végre a 3. kérdésben szereplő mérést is! Értékeljük ki a kapott spektrumot! Van-e eltérés a várt intenzitásarányoktól? Ha igen, mi lehet az oka?

5. Hajtsuk végre a 6. kérdésben szereplő mérést egy permanens mágnes sarkai közé helyezett  $^{57}\text{Co}/\alpha$ -Fe forrással és egy permanens mágnesekkel ellátott mintatartóba helyezett  $15\ \mu\text{m}$  vastag  $\alpha$ -Fe abszorbenssel! Értékeljük ki a kapott spektrumot! Van-e eltérés a várt intenzitásarányoktól? Ha igen, mi lehet az oka?

6. Hajtsuk végre a 7. kérdésben szereplő mérést egy permanens mágnes sarkai közé helyezett  $^{57}\text{Co}/\alpha\text{-Fe}$  forrással és egy permanens mágnesekkel ellátott mintatartóba helyezett  $15\ \mu\text{m}$  vastag  $\alpha\text{-Fe}$  abszorbenssel! Értékeljük ki a kapott spektrumot! Van-e eltérés a várt intenzitásarányoktól? Ha igen, mi lehet az oka?

7. Vegyük fel egy dúsított izotópból készült egyvonalas K-ferrocianid minta spektrumát transzmisszióban és röntgen-szórásban! Mi a döntő különbség a két spektrum között? Van-e különbség a vonalszélességekben? Miért?

## Irodalom

8. Kiss Ádám, Korecz László: Magfizikai laboratóriumi gyakorlatok IV. éves fizikus és geofizikus hallgatók részére. Kézirat, 4. kiadás, Tankönyvkiadó, Budapest, 1992, 106. old.
9. C. Kittel: Bevezetés a szilárdtestfizikába, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1981.
10. Nagy Dénes Lajos: A Mössbauer-spektroszkópia alapjai. Segédkönyv IV. és V. éves fizikus szakos hallgatók számára. KFKI, Budapest, 1979.