

第 2 章 メスバウアー効果

1 物理的背景

1.1 メスバウアー効果について

この実験では、メスバウアー効果とそれに関連した物理量を理解し、それを観測・測定する基本的な実験技術を身につけることを目的とする。

原子に光を当てて光の吸収を観測すると、光のエネルギーが原子の基底状態と励起状態のエネルギー差に等しいとき、共鳴吸収が見られる。原子核にも、原子と同様に、基底状態の上に励起状態が存在するので、そのエネルギー差 E_0 に等しいエネルギーを持つガンマ線(光)を当てれば、ガンマ線の共鳴吸収が起きるはずである。 E_0 のエネルギーを持つガンマ線源には、吸収体と同じ原子核が励起状態から基底状態に遷移するときに放出するガンマ線を使えば良い。これには適当な放射性同位元素が利用可能であろう。このような期待のもとに 1930 年頃からいろいろな試みがなされたが、1958 年のメスバウアー (R.L.Mössbauer) による成功までの 30 年間は、きれいな共鳴吸収の実験はなかなか困難であった。これは以下に述べる事情による。

ある自由な(例えばガス状の)質量 M の原子核が、エネルギー E_0 の励起状態からガンマ線を放出して基底状態に落ちたとすると、運動量保存則によって原子核は反跳を受ける。そのために出でたガンマ線のエネルギー E_γ はその反跳エネルギー分少なくなつて、

$$E_\gamma = E_0 - E_R, \quad E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \approx \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (1)$$

となる。ここで c は光速である。また同様に E'_γ のエネルギーを持つガンマ線が同種の原子核を E_0 の励起状態に励起するためには、

$$E'_\gamma = E_0 + E_R, \quad E_R = \frac{E'^2_\gamma}{2Mc^2} \approx \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (2)$$

でなければならない。したがって、同種の原子核の間に共鳴吸収が起きるため

には、このエネルギーのずれ E_R が励起状態の幅 Γ (下記参照) より十分小さい必要がある。

ところで質量数 100 の原子核が 50 keV のガンマ線を放出する場合を考えてみよう。この場合は $E_R = 1.3 \times 10^{-2}$ eV である。励起状態の幅 Γ とその状態の寿命 τ の間には不確定性関係

$$\Gamma\tau = \hbar \equiv \frac{h}{2\pi} \quad (3)$$

がなりたつ。ここで \hbar はプランク定数である。平均寿命を 10^{-8} sec = 10 nsec とすれば、 $\Gamma = 7 \times 10^{-8}$ eV である。すなわち、 $E_R \gg \Gamma$ であり、この例では共鳴吸収の条件は完全に崩されてしまう。このように一般に原子核が自由な場合には、共鳴吸収を自然に起こさせることは困難である。これは可視光の(原子による)共鳴吸収の場合と根本的に異なる。

それでは原子核が束縛されているときはどうであろうか。一般に固体中では原子核は原子間の結合力によって束縛されているので、上で考えた自由原子核の場合と状況がかなり異なる。結合の固さのために問題の原子核を含む固体全体は剛体と考えて良く、ガンマ線の反跳エネルギーは固体全体に与えられる。そうすれば式(1)(同様に式(2))の M は固体全体の質量になり、事実上無反跳の状態を作り得ることになる。この場合には共鳴吸収の条件が容易に満たされるわけである。実際この現象は 1958 年にメスバウアーによって実験的に確認された。このように原子核が束縛されたためにガンマ線の無反跳共鳴吸収が起きる現象を、発見者の名をとってメスバウアー効果という。

1.2 無反跳放出・吸収の確率

上で「結合の固さのために問題の原子核を含む固体全体は剛体と考えて良く」と述べたが、実際の固体(結晶)中では原子はお互いに一種のバネで結びつけられており、安定点のまわりで振動している(図 1 参照)。したがって、固体中といっても無条件に無反跳条件が成り立つわけではない。簡単のために比熱におけるAINシュタイン模型と同様に結晶格子を一定の振動数 ν_0 を持った振動子の集まりと考えよう。量子論によるとそのエネルギーはとびとびの値、

$$E_n = h\nu_0(n + \frac{1}{2}) \quad (4)$$

をとる。ここで $n = 0, 1, 2, \dots$ である。また $h\nu_0 = k\theta_E$ (k はボルツマン定数) で与えられるAINシュタイン特性温度 θ_E は結合の「固さ」を表している。し

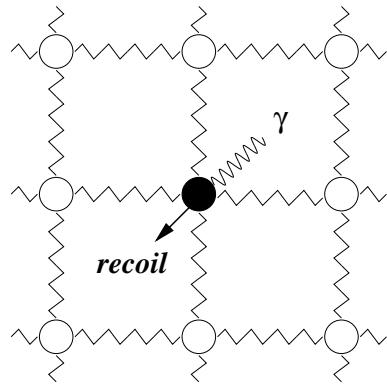


図 1: 結晶中の原子核の模型

θ_D/T	$I(\theta_D/T)$	θ_D/T	$I(\theta_D/T)$
0.0	0.000	1.4	0.989
0.2	0.190	1.6	1.077
0.4	0.362	1.8	1.145
0.6	0.516	2.0	1.211
0.8	0.654	2.5	1.345
1.0	0.778	∞	1.645
1.2	0.888		

表 1: 積分 $I(\theta_D/T)$ の積分値

たがって、 $E_R < h\nu_0$ であれば、反跳エネルギーによって格子が n の大きい励起状態に遷移する確率は小さくなるであろう。すなわち反跳エネルギーを振動子(原子)に与えないことになり、ガンマ線の無反跳放出が実現する。

現実の結晶に於いてはアインシュタイン模型でなく、デバイ模型がよく成立する。この模型では $3N$ 個 (N は原子数) の自由度に対応する振動子の振動数 ν は 0 から ν_{\max} ($k\theta_D = h\nu_{\max}$ 、 θ_D はデバイ温度) まで分布する。上の議論からわかるように ν の小さい部分の格子は反跳エネルギーを吸収して励起されやすく、 ν の大きな部分は励起されにくい。そのために、ある一定の確率で無反跳ガンマ線が放出される。その確率 f は次式で与えられる。

$$f = \exp \left[-\frac{3E_R}{2k\theta_D} \left\{ 1 + 4 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x}{e^x - 1} dx \right\} \right] \quad (5)$$

ここで T は結晶の絶対温度である。式中の定積分を、 $I(\theta_D/T)$ として表 1 に与えておく。この式から E_R および T が小さく、 θ_D が大きい程 f が大きいことがわかる。メスバウアー効果が可能である為には、この条件を満たし、さらに放射性原子核の半減期が実験時間に比べて長いことが必要である。このためメス

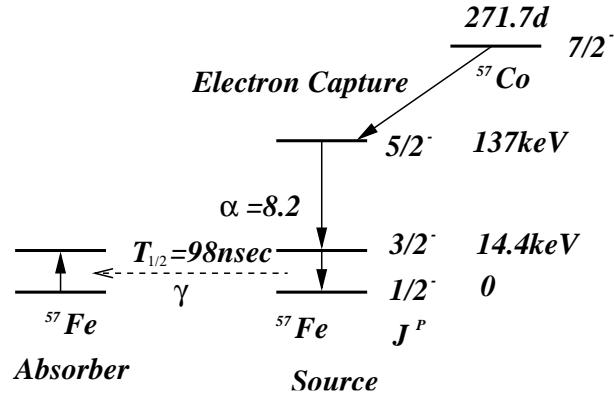


図 2: ^{57}Co 崩壊の図

バウアー効果が可能と思われる原子核は 70 種程度である。ここでは最も応用範囲の広い ^{57}Fe について実験を行う。

1.3 ^{57}Fe 原子核

本テキストでは ^{57}Fe を用いた実験について説明を行うので、ここでは ^{57}Fe の原子核について説明する。 ^{57}Fe は天然には Fe 元素全体の 2.2% を占め、また放射性同位元素の ^{57}Co が崩壊した際に生ずる。 ^{57}Co は軌道電子を捕獲 (Electron Capture) して ^{57}Fe の励起状態に移り、さらに二通りの過程を通じて安定な ^{57}Fe になる。原子核が持つ角運動量が $3/2$ の励起状態から $1/2$ の基底状態に遷移する際に放出されるガンマ線がメスバウアー実験に用いられる。図 2 から明らかのように、123 keV 及び 14.4 keV のガンマ線が放出されるので ^{57}Co の崩壊にともなって出るガンマ線のスペクトルは単純ではない。更に遷移の際に内部転換が起こり、事情は一層複雑になる。内部転換 (Internal Conversion) とは原子核がガンマ線を放出するかわりに、軌道電子にエネルギーを与えて遷移し、原子から電子が放出される現象である。ガンマ線を放出する確率 P_γ と内部転換の確率 P_e との比 $\alpha \equiv P_e/P_\gamma$ を内部転換係数と言う。なお、内部転換、軌道電子捕獲のあとには、電子軌道に空席ができ、他の電子が遷移してこの空席を埋めるので、それにともなって X 線も放出される。 ^{57}Fe の場合、この X 線のエネルギーは 6.3 keV である。

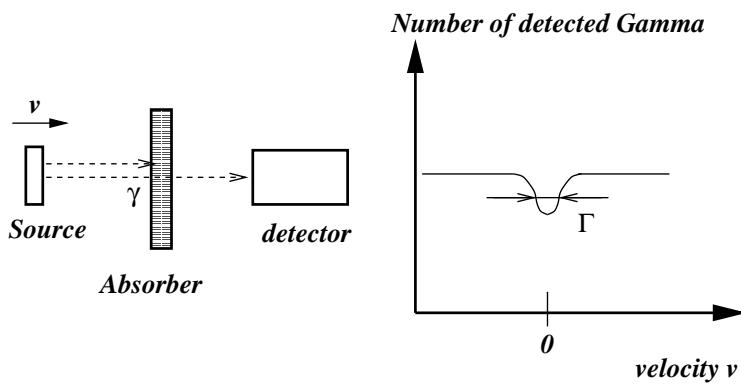


図 3: メスバウアー効果の測定原理

1.4 メスバウアー効果の測定

図 3 でガンマ線源を v なる速度で動かし、吸収体に 0.1 mm 以下のステンレス鋼を用いて、透過したガンマ線を検出器で一定時間数える。この計数を縦軸に、速度を横軸にプロットすると図 3 のグラフのような共鳴吸収曲線を得る。線源の代わりに吸収体を動かしても良い。いずれの場合も線源と吸収体がお互い近付く方向を $v > 0$ とする。速度 v で線源が吸収体の方に動くと、放出される無反跳ガンマ線のエネルギーはドップラー効果のために $E_\gamma(1 + v/c)$ となる。 ^{57}Fe の場合 14.4 keV なので $v = 0.096 \text{ mm/sec}$ の時 $E_\gamma \times v/c = 4.6 \times 10^{-9} \text{ eV}$ となり、励起準位の幅 $\Gamma = 4.6 \times 10^{-9} \text{ eV}$ と等しくなる。 v をこれより大きくすると、放出されるガンマ線のエネルギーは準位幅を越えるので共鳴吸収からはずれる。 $v < -0.096 \text{ mm/sec}$ の場合も同様である。このようにして $v = 0$ で計数が最小になる吸収曲線が得られる（後述するが、実は必ずしも $v = 0$ で最小とはならない）。

この様にゆっくりした速度によるドップラーシフトで $\Delta E/E = 10^{-12} \sim 10^{-13}$ 程度のエネルギー変化を測定することができ、これがメスバウアー効果の最大の特徴である。

1.5 吸収スペクトルの形と幅

放出されるガンマ線のエネルギーは励起状態と基底状態のエネルギー差で与えられるから、ガンマ線にも励起状態と同じだけの幅が生じる。量子力学を用いて計算すると放出ガンマ線のエネルギースペクトル（分布）は

$$N(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad \Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (6)$$

で与えられる。ここで $N(E)$ は全体を 1 に規格化されている。これはローレンツ分布と呼ばれているもので、その半値幅が Γ となっている。

一方、基底状態にある原子核はガンマ線を吸収して励起状態に遷移するが、エネルギー E のガンマ線がエネルギー E_0 、幅 Γ の励起状態へ原子核を遷移させる断面積 σ は、

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_0}{4} \frac{\Gamma\Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (7)$$

である(ブライト・ウィグナーの式)。但し、断面積とは、単位入射光子束($\text{個}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)に対して 1 個の原子核が単位時間内に励起される確率のこと、面積の次元を持つ。 Γ_γ はガンマ線放出の幅と呼ばれ、 $\Gamma_\gamma = \Gamma/(1 + \alpha)$ 、 α は励起状態から基底状態へ遷移する際の内部転換係数である。また σ_0 は最大共鳴断面積で、

$$\sigma_0 = \frac{2J_e + 1}{2J_g + 1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (8)$$

によって与えられる。ここで、 J_e 、 J_g はそれぞれ原子核の励起状態、基底状態の角運動量、 λ はガンマ線の波長 hc/E_0 である。メスバウアー効果の場合、入射ガンマ線は式(6)のエネルギー分布を持つから、実際の励起(またはそのための吸収)確率は式(6)、(7)を掛けて E について積分して得られる。

今、ドップラーシフトを $\Delta E = \phi$ とし、線源からのガンマ線の無反跳放出の確率を f_s 、吸収体の厚さを x 、吸収体中の共鳴吸収に関する核(^{57}Fe)の単位体積当たりの数を n 、無反跳吸収の確率を f_a とすれば、共鳴吸収される割合 $P(\phi)$ は次の式で表される。

$$P(\phi) = \int_0^\infty f_s N(E - \phi) [1 - \exp(-f_a n x \sigma(E))] dE \quad (9)$$

吸収体の厚さが十分薄い場合($x \rightarrow 0$)には、式(9)の指数関数は展開でき、式(6)、(7)を使うと、

$$\begin{aligned} P(\phi) &= f_a f_s n x \int_0^\infty \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - \phi - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \sigma_0 \frac{\Gamma\Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} dE \\ &\approx \frac{\sigma_0 \Gamma}{4(1 + \alpha)} f_a f_s n x \frac{\Gamma}{\phi^2 + \Gamma^2} \end{aligned} \quad (10)$$

となる。すなわち幅 2Γ のローレンツ型の吸収曲線である。また吸収スペクトルの面積強度 S は式(10)を ϕ で積分して($P - \phi$ 曲線の面積)、

$$S = \int_{-\infty}^\infty P(\phi) d\phi = \frac{\pi f_a f_s \Gamma \sigma_0 n x}{4(1 + \alpha)} \quad (11)$$

となる。面積強度 S は、実験的には、スペクトルの当該ピークの全面積を吸収が無い部分の高さで規格化して求められる。

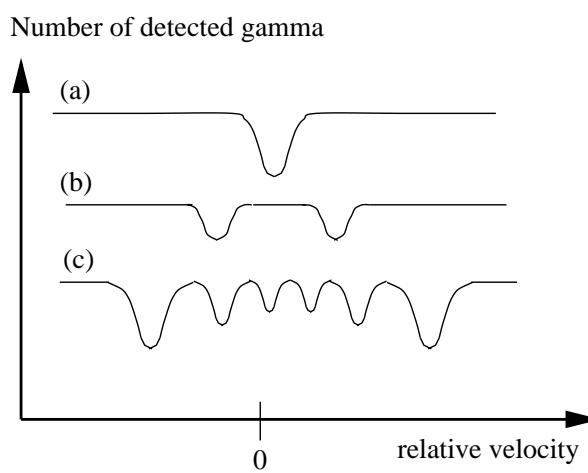


図 4: 吸収曲線の概略

1.6 メスバウアー効果によって測定される物理量

式(11)からわかるように、共鳴吸収量は $f_a f_s \Gamma$ に比例する。したがって線源や吸収体の化学状態、温度を変えることによって f の振舞いを知ることができ、これからデバイ温度等、格子状態の知見が得られる。また f がわかっていれば Γ を求めることができ、これから原子核の遷移確率を知ることができる。

線源と吸収体との間の共鳴吸収曲線の中心位置がずれたり、2本、6本に分裂したりすることもある。例えば、線源に ^{57}Co をロジウム (Rh) 箔に電着した物を、吸収体に (a) ステンレス、(b) $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ 、そして (c) Fe 金属を用いた場合の吸収曲線はおおよそ図4のようになる。これは原子核と物質中の電子が作る電磁場との相互作用によるものとして説明できる。

原子核と電磁場との相互作用エネルギー H_{em} を核の中心 ($\vec{x} = 0$) のまわりで展開すると、

$$H_{em} = \int \rho(\vec{x}) \phi(\vec{x}) d^3x - \vec{P} \cdot \vec{E}(0) - \vec{\mu} \cdot \vec{H}(0) - \frac{1}{6} \sum_{i,j} Q_{ij} \left(\frac{\partial E_j}{\partial x_i} \right)_0 + \dots \quad (12)$$

と表される。ここで、 $\rho(\vec{x})$ は軌道電子のつくる電荷密度、 $\phi(\vec{x})$ は原子核の正電荷のつくる静電ポテンシャル、 \vec{P} 、 $\vec{\mu}$ 、 Q_{ij} はそれぞれ原子核の電気双極子モーメント、磁気双極子モーメント、電気四重極子モーメントである。また $\vec{E}(0)$ 、 $\vec{H}(0)$ 、 $(\partial E_j / \partial x_i)_0$ はそれぞれ原子核の位置、即ち $\vec{x} = 0$ での電場、磁場、電場勾配を表している。式(12)は原子核の種々の性質と電磁場の性質の掛け算の和となっている。このことは、原子核を利用して電磁場を計測したり、逆に、制御された電磁場を用いて原子核の諸性質を調べたりすることができることを表している。図4に見られる吸収曲線と式(12)とを対応させてみると、吸収曲線

がずれるのはアイソマーシフトと言われ式(12)の第一項によるものであり、2本に分裂するのは第四項による四重極分裂、6本に分裂するのは第三項によるゼーマン分裂によるものであることがわかる。因みに、原子核は奇の電気多重モーメントを持たないため第二項は0である。以下ではアイソマーシフト、四重極分裂、ゼーマン分裂の順に見て行く。

1.6.1 アイソマーシフト

一般に吸収曲線の重心の位置は $\phi = 0$ からずれている。これは、原子核位置に電荷密度を持つs電子と原子核との間に働く静電相互作用に起因する。このずれをアイソマーシフトと呼ぶ。そこで式(12)の第一項について見てみる。ボーア半径に比べて原子核は十分小さいので、 $\rho(\vec{x})$ は積分範囲中一定として良い。そこで原子核中心位置でのs電子の波動関数の振幅を $\psi(0)$ とすると、 $\rho(0) = -e|\psi(0)|^2$ である。原子核を一様な電荷密度を持つ半径 R 、全電荷 Ze の球みなすとき、電荷 Ze を持つ大きさが無い点電荷に対する静電エネルギーの差 ΔE_{sp} は、

$$\Delta E_{sp} = \frac{Ze^2}{10\epsilon_0} R^2 |\psi(0)|^2 \quad (13)$$

と表される。ここで $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} [\text{F/m}]$ は真空の誘電率である。ガンマ線の放出によって原子核の半径が励起状態の R_{ex} から基底状態の R_g へと変化したとき、放出される無反跳ガンマ線のエネルギーは

$$\Delta E_s = \frac{Ze^2}{10\epsilon_0} (R_{ex}^2 - R_g^2) |\psi(0)|^2 \quad (14)$$

だけ大きくなる。吸収体についても同様に考え、線源及び吸収体での原子核位置でのs電子の波動関数の振幅を $\psi_s(0)$ 、 $\psi_a(0)$ とすると、ドップラー効果によってガンマ線のエネルギーを

$$\delta = \Delta E_a - \Delta E_s = \frac{Ze^2}{10\epsilon_0} (R_{ex}^2 - R_g^2) (|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2) \quad (15)$$

だけ増加させたときに最大の共鳴吸収が起きる。この δ がアイソマーシフトであり、原子核半径の変化と原子核位置における電子の存在確率の情報を含んでいる。つまり $|\psi(0)|^2$ を計算できるような原子においては核半径の変化がわかれることになり、核構造を調べる上で有用な知見を得ることができる。また、 $|\psi(0)|$ は価数、結合状態(イオン結合、共有結合、または両者の混合)の関数であることから、線源吸収体の化学的状態を変えて測定すれば、結合状態の情報を得ることができる。

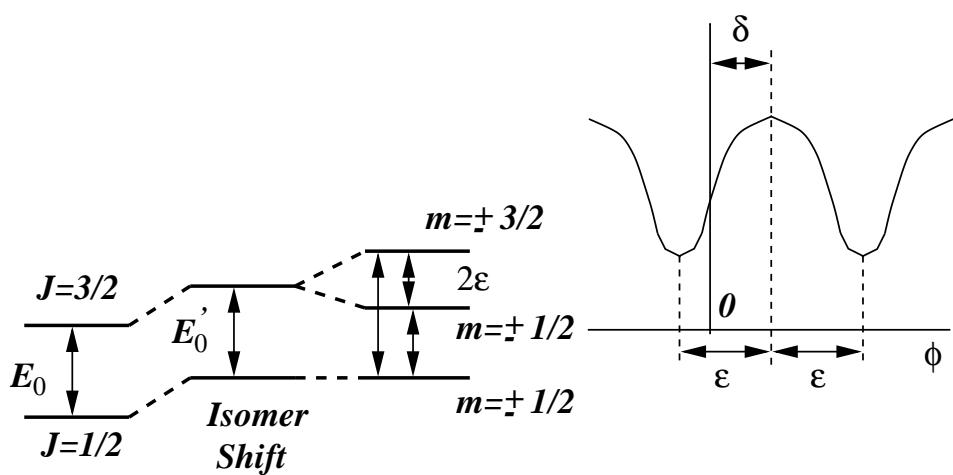


図 5: 電気四重極子相互作用

この δ が系統的に測定され、2価の鉄と3価の鉄とで各々固有のアイソマーシフトを持つことが見出された。この現象はd電子の遮蔽効果によりs電子の波動関数が変化するためであると理解した。また ^{57}Fe 核では $(R_{ex} - R_g)/(R_{ex} + R_g) \sim -5.2 \times 10^{-4}$ と励起状態の方が核半径が小さくなる事がわかった。

種々の δ の測定は、ステンレス鋼の δ を基準としてそれとの差を求めるによって行なう。

1.6.2 四重極子相互作用

一般に原子核内の電荷分布は球形ではなく歪んでいるために、原子核は電気四重極子能率 Q を持つ。 Q は ρ を電荷密度として、

$$Q = \frac{1}{e} \int \rho(\vec{x}) (3z^2 - r^2) d^3x \quad (16)$$

で表される(面積の次元を持つ)。電荷分布が球形のとき $Q = 0$ 、 z 方向に伸びている葉巻型であれば $Q > 0$ 、逆に z 方向につぶれたパンケーキ型であれば $Q < 0$ である。

Q を持つ原子核が電場勾配のあるところに置かれると、原子核の向き(角運動量の向き)でその静電エネルギーが変化する。軸対称な電場勾配 $1/e(\partial^2 U(\vec{x})/\partial z^2) \equiv q$ (ここで $U(\vec{x})$ は位置 \vec{x} での電子雲が作る静電ポテンシャル)が存在するとき、静電エネルギーのずれ ε は、

$$\varepsilon = \frac{e^2 q Q}{4J(2J-1)} [3m^2 - J(J+1)] \quad (17)$$

で表される。ここで m は角運動量 J の z 成分(磁気量子数)である。 ^{57}Fe の場合には $J_g = 1/2$ 、 $J_e = 3/2$ であるから、励起状態のみがこの効果を持ち、この様

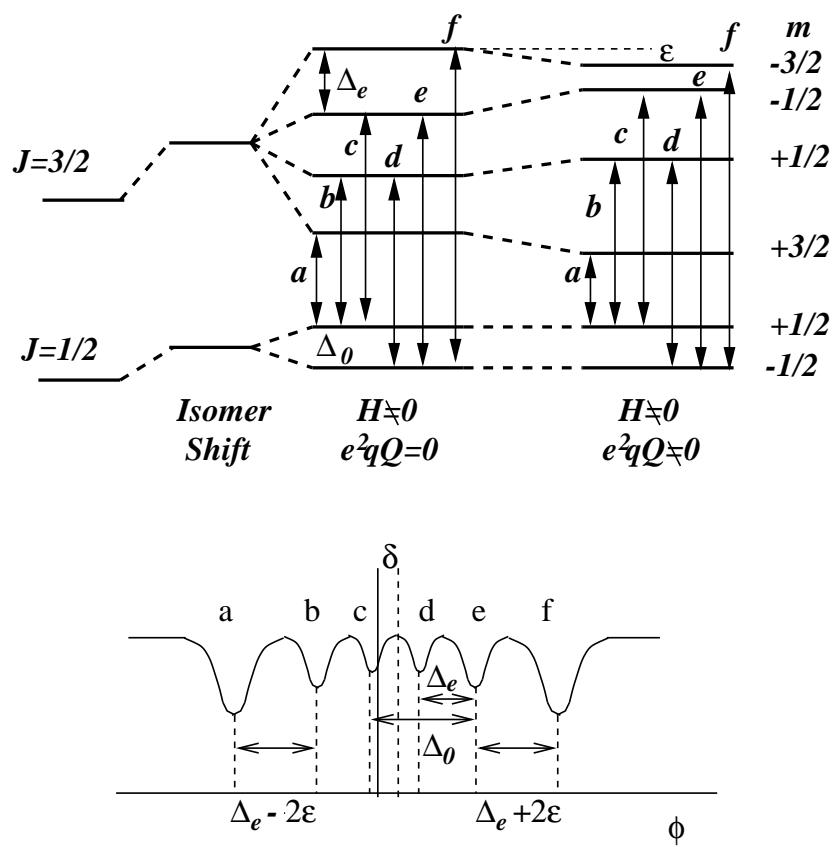


図 6: 磁気的相互作用

子は図5のようになる(励起状態の Q は $Q = 0.21 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ である)。こうして原子核の特性を示す Q や、核の周りの電子雲(ひいては格子)の対称性についての知識が得られる。ここで行う実験では、 $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ にこの効果が現れる。結晶系が正方晶系である Fe 金属、銅、ステンレス鋼にはこの効果は現れない。

1.6.3 磁気的相互作用(ゼーマン効果)

最後に式(12)の第三項を考える。この項 $\vec{\mu} \cdot \vec{H}(0)$ は原子核の位置での z 方向の磁場 $\vec{H}(0)$ と原子核の磁気双極子モーメント $\vec{\mu}$ との相互作用を表しており、そのエネルギーは、

$$E_m = g\mu_n m H \quad (18)$$

となり、各準位は分裂する。これは原子核におけるゼーマン効果である。 μ_n は核磁子、 g は原子核の g 因子で基底状態と励起状態とでは異なる(それぞれ g_0 、 g_e とする)。

$$\Delta_0 = g_0 \mu_n H, \quad \Delta_e = g_e \mu_n H \quad (19)$$

とすれば準位の分裂は図6のようになる。ガンマ線の放出・吸収の選択則によつて⁵⁷Feの場合は $\Delta m = 0, \pm 1$ の遷移のみが許されているので、図6のような6本の吸収線が観測される。原子核の角運動量の向きが無秩序の場合(特に考慮を払わない限り通常無秩序)、その強度比は図6のa-fの各遷移強度の比で3:2:1:1:2:3である。

以上の説明からわかるように、磁気的相互作用によるスペクトルの分裂を測定すれば原子核の磁気能率、角運動量の向き、原子核が存在する場所における磁場等に関する情報を得る事ができる。これらは原子核、物性の研究上極めて重要な量である。

ここで用いる吸収体ではFe金属($q = 0$)にこの効果が現れる。

2 実験装置及び操作方法

メスバウアー実験の装置を図7に示す。 ^{57}Co メスバウアー線源はトランデューサーに取り付けられ、吸収体の方向を除いて周囲は鉛で囲まれている。吸収体を通り抜けたガンマ線は比例計数管で検出されるように配置されている。

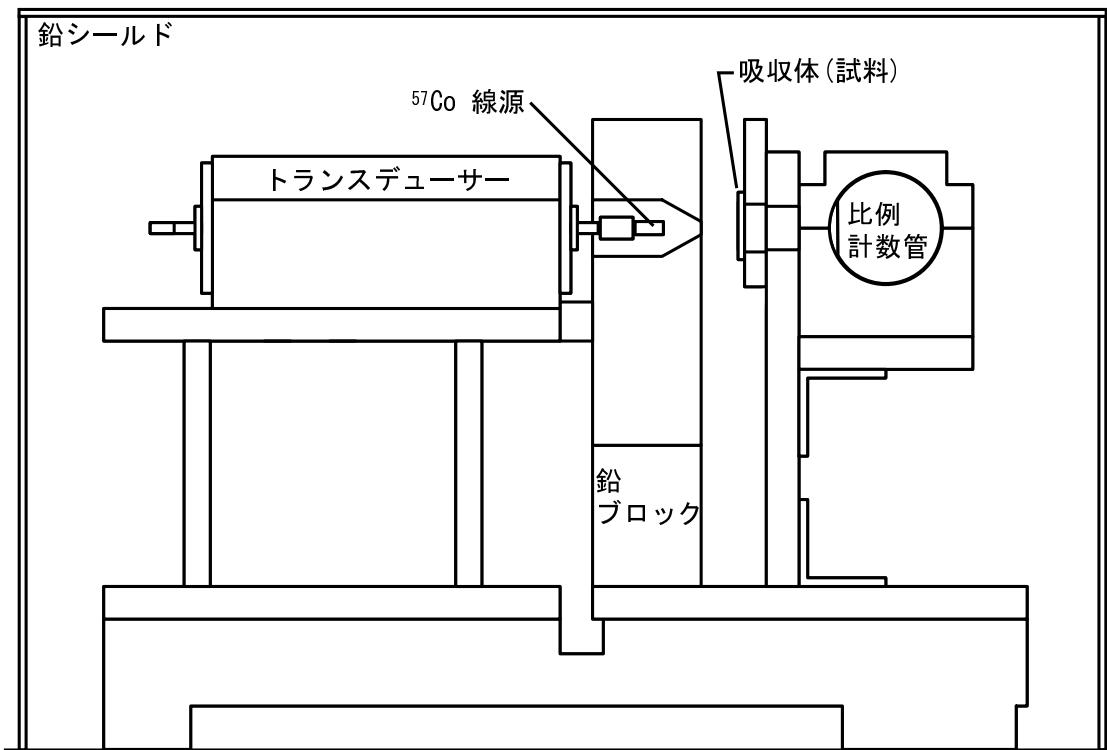


図 7: 実験装置

ここで用いる線源はロジウム (Rh) の箔に ^{57}Co を電着したもので、ベリリウムの窓を持つチタン合金製の容器に納められている。この線源の購入時の強度は 370 MBq (1 Bq = 每秒 1 壊変) であり¹、学生実験で用いるもののうち最も強度の強いものである。他の線源とは別に鉛製の保管箱に保管しており、かつ使用時も鉛板で遮蔽した箱内で測定を行う。線源を設置・返却する際は短時間に、できるだけ距離を取って扱うこと。使用時、返却時には記帳すること。また、位置の再現が難しいので一度取り付けたらすべての実験が終わるまでははずさないようにする。

¹線源の入手年月日は 2002 年 10 月 11 日である。

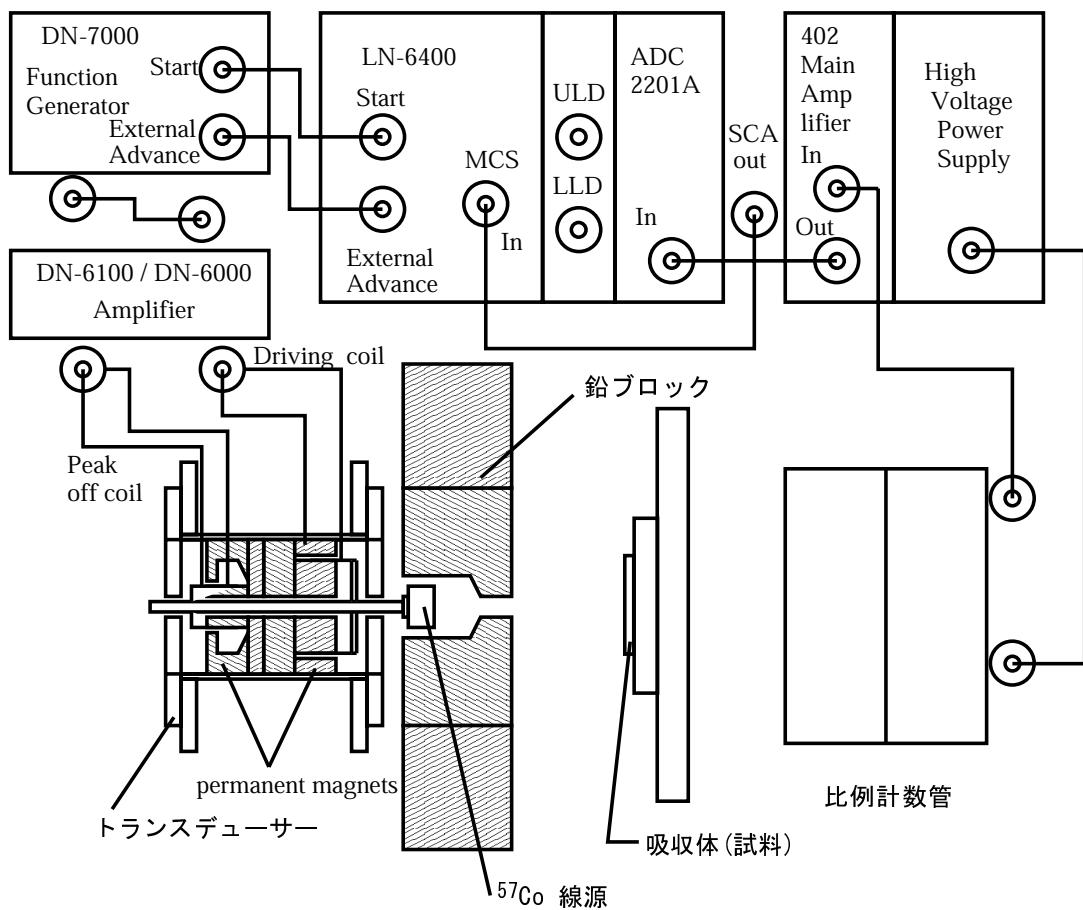


図 8: トランデューサーと計測回路

2.1 吸収体

この実験では標準吸収体としてのステンレス鋼 (SUS310、密度: 7.98 g/cm³、組成: 55% Fe–25% Cr–20% Ni) 以外に、硫酸第一鉄 ($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)、Fe 金属を用いる。普通吸収体にする物質に 1/3 程度 Fe が含まれている場合には、その中に自然に含まれている 2.2% の ^{57}Fe で簡単な測定には十分である。細かい測定や Fe の量がもっと少ないとときには、 ^{57}Fe を増加させた試料を用いなければならぬ。吸収体の ^{57}Fe の量は約 0.1 mg/cm² が望ましい。

実験に先立って各吸収体の厚さを ^{57}Fe の面密度に換算しておくと良い。

2.2 駆動装置

トランデューサーは、音響スピーカーと同様に固定磁石内にコイルをいれ電源を流して駆動する方式をとっている。そして、運動の安定性を得るためにピックオフコイルからのシグナルで負帰還をかけている。計測回路も含めた測定システムを図 8 に示す。

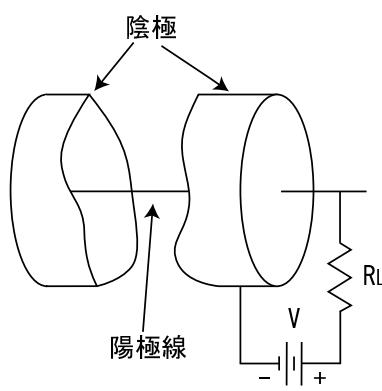


図 9: 比例計数管の概念図。陰極は充填ガスの気密容器を兼ねる。出力パルスは負荷抵抗 R_L の両端に生じる。

2.3 ガンマ線検出器

ガンマ線の検出は比例計数管で行う。比例計数管はガス入り検出器の一形式であり、今回実験で使用するものは図 9 に示すように、陰極として働く円筒形状の管の軸に沿って細い線を張り、それを陽極とする構造を持つ。比例計数管は入射粒子によって作られた全イオンに対して一様な增幅が実現されるように設計・調整がなされている。

入射ガンマ線の検出に関わる一連の過程は次の通りである。ガンマ線と充填ガスとの光電効果によって生じた光電子は検出器内のガスをイオン化しながらエネルギーを失う。イオン化されて生じた電子は陰極と陽極の間に形成された電場によってドリフトし、陽極近傍で雪崩現象を起こして増幅される。この際に陽極に発生するパルス電流を読み出し、ガンマ線のエネルギーの情報を得る。

今回用いる比例計数管の充填ガスはクリプトンと二酸化炭素の混合気体である。ガンマ線の入射窓は大きさが直径 25 mm で厚さが 122 μm のベリリウム箔²である。

2.4 操作と測定

高電圧電源、比例増幅器および波高分析器を安定に動作させるために、実験の 10 分程度前からビン電源のスイッチをいれておく。

装置の操作方法及び測定方法は実験机上のファイルを参照する。

線源から出る放射線は強く大変危険があるので、不必要に放射線に当たらぬよう気を付けること。全実験が終了後線源は所定の場所にしまう。

²ベリリウム金属は毒性が強く、吸い込むと気管系に重大な障害をもたらす。決して直接手で触れないこと。

3 実験課題

吸収体としては、ステンレス鋼、硫酸第一鉄($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)、Fe金属の三種類の試料が用意されている。全ての試料について測定を行なう。各試料のアイソマーシフト δ はステンレス鋼の δ からのずれとして求める。

3.1 ^{57}Co のガンマ線スペクトル

トランステューサーのモーターを止め吸収体をはずした状態で、 ^{57}Co からのガンマ線のスペクトルを測定しその全体の様相を理解する。検出器には前記の比例計数管の他に、NaI(Tl) 無機結晶シンチレーターも用意してある。比例計数管と NaI 検出器でスペクトルを取得し、両者を比較せよ。

3.2 ステンレス鋼

吸収曲線の面積を算出し、それから Γ を求めよ。但し、無反跳分率 f_s 、 f_a の計算にはロジウム (Rh) の $\theta_D = 400$ K、ステンレス鋼の $\theta_D = 460$ K を用いよ。また励起状態の半減期が $T_{1/2} = 98$ nsec であることから Γ を計算し、それを実測値と比べてみよ。面積の算出の際は 14.4 keV のガンマ線のみによる寄与を出すことが必要である。また他の試料の δ はここで測定した吸収曲線の中心からのずれとして求める。

3.3 硫酸第一鉄 ($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$)

この試料は電気四重極子相互作用により共鳴曲線が 2 本に分裂する。アイソマーシフト δ を求めよ。また先の $(R_{ex} - R_g)/(R_{ex} + R_g) \sim -5.2 \times 10^{-4}$ の値と $R_{ex} \simeq R_g \simeq 1.2 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm (ここで A は質量数) であることを用いて、ステンレス鋼に比べて電子の存在密度がどのように変わったと考えられるか考察せよ。また、吸収曲線の分裂から ε を求め、これから原子核の電気四重極子モーメント Q を推定せよ。但し $eq = 1.4 \times 10^{18}$ V/cm² が知られている。

3.4 Fe 金属

アイソマーシフト δ を求めよ。Fe 金属は正方晶系で $q = 0$ であり電気四重極子相互作用は無いが、強磁性体なので磁気的相互作用によるゼーマン分裂によって吸収線は 6 本に分裂する。この 6 本の吸収線の位置から最小二乗法によ

り $\Delta_e/\Delta_0 = g_e/g_0$ を求めよ。符号は強度の異なる 6 本の吸収線の配列から定まる。 $g_0\mu_n J_g = 0.090 \text{ n.m.}$ (n.m.= μ_n は核磁子の単位) であることから g_e を求めよ。また ^{57}Fe の位置での磁場はどのくらいか。ただし、 $\mu_n = 3.152 \times 10^{-14} \text{ MeV/T}$ である。それを人口的に作ることができる磁場の大きさ 3 T と比べよ。

4 レポート

測定データをもとに実験課題の各間に答えよ。下記設問にも返答せよ。

4.1 問題

問題 1. 式(1)、(2)を導け。但し、原子核は非相対論的に扱う。可視光の場合にはなぜ共鳴吸収が容易に起こったのか。可視光の場合、原子の励起状態の平均寿命は $\tau = 10^{-8} \text{ sec}$ である。

問題 2. 古典電磁気学を用いて式(13)を次の手順で導け。

(1) 半径 R 、電荷 Ze を持つ球が作るポテンシャル $\phi_n(r)$ を求めよ。ただし、 r は球の中心からの距離である。

(2) 同様に点電荷が作るポテンシャル $\phi_p(r)$ も求め、積分

$$\int_V \rho(\vec{x})(\phi_n(r) - \phi_p(r))d^3x \quad (20)$$

を求めよ。但し、積分は半径 R の球の体積 V で行い、電子の電荷密度は $\rho(\vec{x}) = -e|\psi(0)|^2$ とする。

問題 3. 電荷 Ze の原子核を z 軸の回りに対称な回転橍円体と考え、 z 軸方向の半径が a 、それと直角方向半径が b であれば、

$$Q = \frac{2}{5}Z(a^2 - b^2) \quad (21)$$

となる事を示せ。

問題 4. ローレンツ型の関数、

$$f(x; \Gamma) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{x^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (22)$$

を考える。次の式が成り立つことを示せ。

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x; \Gamma_1) f(x - \phi; \Gamma_2) dx = f(\phi; \Gamma), \quad \Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 \quad (23)$$

このように ϕ だけ中心がずれた 2 つのローレンツ型の関数の積の積分は、 ϕ に関して再びローレンツ型になり、その幅は各々の幅の和で与えられる。留数の方法を用いると計算が簡単である。