

Ge 検出器を用いた
高分解能ガンマ線分光による
原子核形状の研究

上垣内暁 中尾政夫

平成 17 年 5 月 12 日

概要

原子核の形状がどのようなものなのかを知るために原子核の慣性モーメントと電気四重極モーメントを計測することを計画した。実験は京都大学タンデム加速器 G コースで行った。ターゲットは厚さ 0.1mm 純度 99.9%の天然 ^{165}Ho と直径 2mm 程度の塊状天然 ^{51}V 、更に厚さ $4\mu\text{m}$ の Al に厚さ $0.1\mu\text{m}$ 、純度 99.9%の天然 ^{51}V を蒸着した膜を用いた。

Ho については 13MeV の陽子を Ho ターゲットに衝突させ、 $^{165}\text{Ho}(p,2n)^{164}\text{Er}^*$ 反応を起こした。これにより生じた Er からの脱励起線を Ge 検出器で検出し、得られたスペクトルから、 $^{164}\text{Er}^*$ の回転バンドの慣性モーメントを求めた。その結果、慣性モーメント ($2J_I/\hbar^2$) は、 $I=2,4,6,8$ のとき 56.44 ± 0.16 , 61.67 ± 0.06 , 65.35 ± 0.04 , 68.47 ± 0.04 、という値が得られた。

同様に V については 19.5MeV の α 線を塊状 V ターゲットに衝突させ、 $^{51}\text{V}(\alpha,p)^{54}\text{Cr}^*$ 反応を起こした。得られたスペクトルから $^{54}\text{Cr}^*$ の慣性モーメントは $I=2,4,6$ のとき 7.193 ± 0.002 , 10.979 ± 0.002 , 13.045 ± 0.002 という値が得られた。

しかし、剛体モデルでは変形度を求める事ができなかった。

電気四重極モーメントを求めるためには、寿命を計測しなければならない。方法としては Recoil Distance Method(RDM) と Doppler Shift Attenuation Method (DSAM) を用いた。

RDM では蒸着膜と、真鍮製のストッパーを用いたが寿命の測定はできなかった。

DSAM では $^{27}\text{Al}(\alpha,p)^{30}\text{Si}^*$ 反応で生成する $^{30}\text{Si}^*$ の $2+ \rightarrow 0+$ への遷移の寿命を測定した。その結果、寿命は $1 \sim 2\text{ps}$ と見積もられた。

また、 $^{51}\text{V}(\alpha,p)^{54}\text{Cr}^*$ 反応の励起関数を測定し、16.8MeV で反応率が最大になっている事が分かった。

目次

第1章	実験の動機、目標	3
第2章	原子核形状に関する理論	4
2.1	変形核殻模型	4
2.2	変形核の形状情報	4
2.2.1	慣性モーメント	4
2.2.2	電気四重極モーメントと寿命の関係	6
第3章	寿命の測定法	7
3.1	Recoil Distance Method(RDM)	7
3.2	Doppler Shift Attenuation Method(DSAM)	12
第4章	実験装置	14
4.1	実験の概要	14
4.2	タンデム加速器	15
4.3	Ge 検出器	16
4.4	PIN フォトダイオード検出器	17
4.4.1	PIN フォトダイオードとは	17
4.4.2	PIN フォトダイオードの使用目的と結果	17
第5章	実験配置と実験結果 (慣性モーメント測定実験)	19
5.1	実験配置	19
5.2	実験結果	21
5.3	解析と考察	24
第6章	実験配置と実験結果 (電気四重極モーメント測定実験)	27
6.1	実験配置	27
6.2	実験結果	28
6.3	解析と考察	33
6.4	励起関数測定実験 (エネルギーと反応断面積の関係)	36
6.4.1	実験の目的	36
6.4.2	実験の説明	38
6.4.3	実験の結果と考察	38
第7章	結論	40
第8章	次回の実験計画	41
8.1	新しいターゲットについて	41
8.2	次の実験について	42

第1章 実験の動機、目標

原子核の形状を記述する方法はいくつかあり、それらのモデルによると、原子核からの脱励起 γ 線を分光学的に調べることで、原子核の質量、電荷がどのように分布しているかを知ることができる。

我々はその分光学的手法を学び、原子核の形状が球形からどれだけずれているかを実験で求めたいと考え、今回の実験を計画した。

実際に計測する物理量は慣性モーメントと電気四重極モーメントである。ある準位の電気四重極モーメントを知るためには、その準位の寿命を計測しなければならない。その詳細は以下の章で説明する。

ここで以下の章の構成について説明する。

第2章では原子核の変形状態に関するモデルを簡単に説明し、その変形と計測物理量との関係を導く。第3章では原子核の寿命の測定法について説明する。第4章では実験で用いた加速器、検出器の説明と実験の概要が述べられている。第5章では慣性モーメントを得るための実験の結果、解析、考察を与える。第6章では電気四重極モーメントを得るための実験の結果、解析、考察を与える。第7章では全体を通しての結論が述べられる。

第2章 原子核形状に関する理論

2.1 変形核殻模型

原子核は中性子数、陽子数が2、8、20、28、50、82、126（魔法数と呼ばれる。）をもつ時とくに安定であることが知られている。この性質を説明するために殻模型が提唱された。

殻模型ではそれぞれの核子は平均ポテンシャル中を独立に運動していると仮定する。平均ポテンシャルは

$$U = \frac{1}{2}M\omega^2 r^2 + D\vec{l}^2 + C(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (2.1)$$

で表され、D、Cは定数である。このポテンシャルで一粒子のSchrödinger方程式を解くことにより得られるエネルギー準位は魔法数をとるところに大きなギャップを生じる。これにより魔法数をとる原子核（閉殻原子核）の安定性が説明された。

魔法数より余分な核子（オープン殻上の核子）は原子核の性質（スピンやパリティ）を担っており、この核子が多くなるときには、原子核の平均ポテンシャルが球形を取らず回転楕円体に変形している、とする変形核殻模型が採用される。

つまり、魔法数から離れた原子核では原子核形状が球形から変形していると考えられる。

2.2 変形核の形状情報

変形核の形状を表す物理量として、慣性モーメントと電気四重極モーメントがある。以下それぞれの物理量と原子核形状との関係を説明する。

2.2.1 慣性モーメント

原子核が変形しているとき、原子核全体の回転運動が存在し、回転によるエネルギー準位が観測される。

原子核は回転楕円体変形しているとし、回転対称軸を z' とする。 z' 周り、 z' と直交する2軸周りの慣性モーメントをそれぞれ J_3 、 J とし、変形核の回転の角運動量を \vec{R} 、 \vec{R} の z' 成分を R_3 とすると、回転によるエネルギーは

$$H = (\hbar^2/2J)(\vec{R}^2 - R_3^2) + (\hbar^2/2J_3)R_3^2 \quad (2.2)$$

となる。（図2.1参照）

この楕円体の回転の固有関数はD-関数で表せる。原子核は z' 周りの回転に対し状態を変えないので、全角運動量 I の z' 成分は0となる。つまり $I_3 = 0$ 。

さて、回転のエネルギーが核子の励起エネルギーより十分小さいときは回転状態において内部核子の角運動量は無視してもよいと考えられる。よって原子核の角運動量は回転楕円体の回転によるものだけ、つまり式(2.2)において $R = I$ となる。よって $R_3 = 0$ で

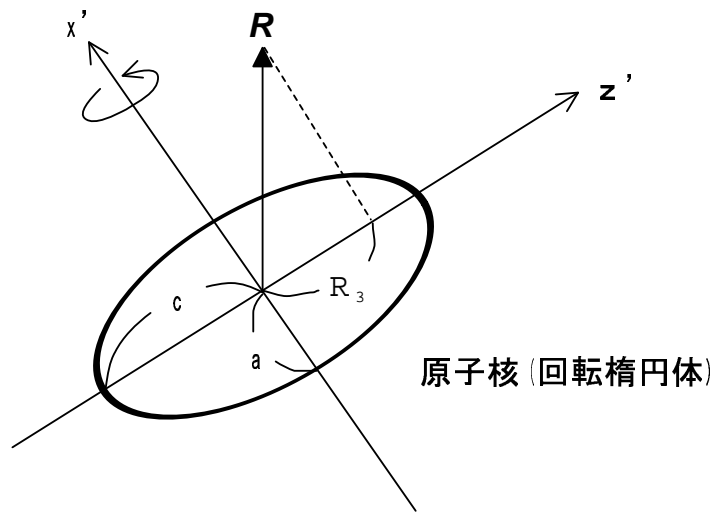


図 2.1: 回転楕円体

ある。また、陽子数と中性子数が偶数である核（偶-偶核）は基底状態に $I^\pi = 0^+$ をとり、 x' 軸周り 180 度回転に対する対称性と波動関数がパリティの固有関数になるという条件から、角運動量は $I = 0, 2, 4, 6 \dots$ に制限される¹。

要するに、回転楕円体に変形した偶-偶核においては、全角運動量を I^π 、回転対称軸に垂直な軸周りの慣性モーメントを J として

- 回転状態の角運動量は $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$
- 回転のエネルギーは

$$E_I = (\hbar^2/2J)I(I+1) \quad (2.3)$$

とできる。

よって、このエネルギー準位（回転バンド）間の遷移エネルギーとそのときの角運動量を測定すれば、慣性モーメントが得られる。

さて、この慣性モーメントと原子核の形状の関係を以下に記す。

剛体モデル

原子核は回転楕円体変形しているとし、その質量分布は原子核内一様で、各核子の運動は無視できるとする。これを剛体モデルと呼ぶ。

¹杉本健三、村岡光男著 原子核物理学（共立出版）5.5 節参照

図 2.1 のように a 、 c を決める。また $\delta = (c - a)/R_0$ 、 $R_0^3 = a^2c$ となるような δ 、 R_0 を定める。 R_0 は回転楕円体と同体積となる球の半径である。

$$j = \frac{3MA}{4\pi a^2c} \int (y'^2 + z'^2) dv$$

$$j = \frac{MA}{5}(a^2 + c^2) \quad (2.4)$$

とできるので、 $R_0 \simeq 1.2A^{1/3}\text{fm}$ として慣性モーメントから δ を求めることができる。

また、 $\delta \ll 1$ とすると、

$$j \simeq 0.58MA^{5/3}(1 + \frac{1}{3}\delta) \quad (2.5)$$

とできる。 δ は原子核が球形からどれだけ変形しているかを表している。また、

$$\rho \equiv \frac{1}{j} \frac{dj}{dI} \quad (2.6)$$

とし、これによって角運動量に対する慣性モーメントの変化率、つまり原子核の '柔らかさ' を表すことができる。

2.2.2 電気四重極モーメントと寿命の関係

ここでは電気四重極モーメント (Qモーメント) について説明する。

原子核が回転楕円体に変形しているとき、回転対称軸を z' 軸とした剛体固定系における Q モーメント Q_0 は、角運動量 I_i をもつ回転準位の寿命 τ と次の関係にある²。ただし、原子核から放出されるガンマ線は E2 遷移であるとし、そのエネルギーを E_γ とする。また原子核の角運動量は I とする。また、 e は素電荷、 I_f はガンマ線を放出した後の原子核の角運動量である。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{60\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^5 e^2 Q_0^2 (I_i 0 2 0 | I_f 0)^2 \quad (2.7)$$

$$I_i = I_f + 2 \quad (2.8)$$

$(I_i 0 2 0 | I_f 0)$ はクレブシューゴールドン係数である。つまり、 Q_0 モーメントが知りたい準位の寿命と角運動量、その準位からの脱励起ガンマ線のエネルギーが分かれば、 Q_0 モーメントが求められる。さらに、原子核が電荷密度一様の回転楕円体だとすると、(図 2.1 参照)

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z(c^2 - a^2) \quad (2.9)$$

となり、 $\delta \equiv (c - a)/R_0$ 、 $R_0 = a^2c$ として $\delta \ll 1$ とすると、

$$Q_0 \simeq \frac{4}{5} Z R_0^2 \delta \quad (2.10)$$

とできる。以上より τ から、電荷分布が球形からどれだけずれているか分かる。

²杉本健三、村岡光男著 原子核物理学 (共立出版) 5.5 節参照

第3章 寿命の測定法

Q_0 モーメントを知るためには、回転準位の寿命を計測しなければならない。以下で寿命計測法を説明する。

3.1 Recoil Distance Method(RDM)

Recoil Distance Method の詳細を以下に記す¹。

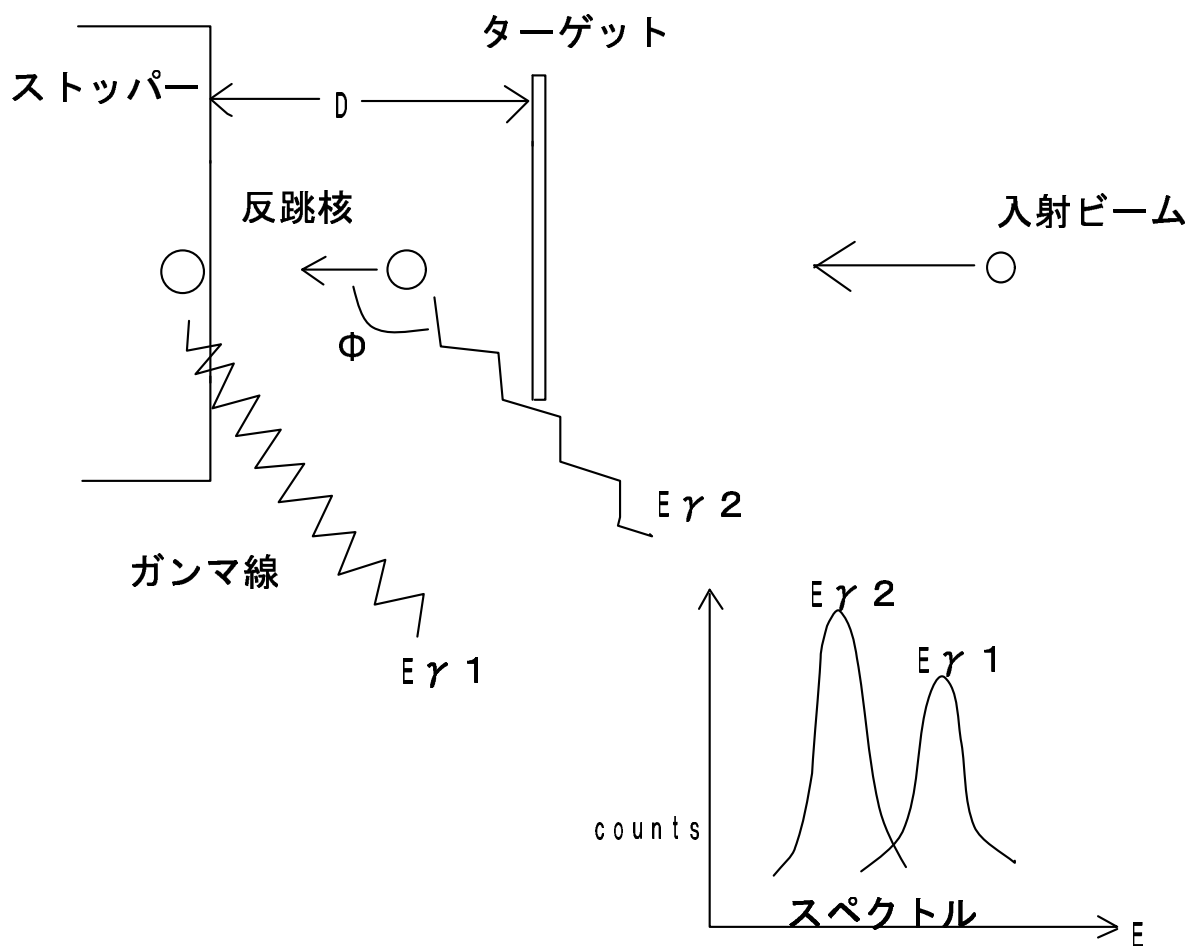


図 3.1: RDM の配置と観察されるスペクトル

$A(\alpha,p)B^*$ 反応において運動量保存より B^* は反跳する。この時ターゲットが十分薄ければ反跳核はある速度 v で真空中を飛び、 B^* の励起準位からの脱励起ガンマ線はドップラーシフトする。図 3.1 のような実験配置において、反跳核はストッパーで停止する。(ただ

¹Baranger, Vogt 著 Advances in Nuclear Physics Volume10(Plenum) 参照

し、ストッパー中での停止時間は寿命 τ より十分短くなるようにストッパーは重いものを選ぶ。) 反跳核が初め N_0 個生成されたとすると、

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}N_0e^{-t/\tau}$$

t_f はターゲット-ストッパー間距離 D を反跳核が飛行する時間である。よって、飛行中に崩壊する反跳核数は

$$I_s = \int_0^{t_f} -\frac{dN(t)}{dt}dt = N_0(1 - e^{-t_f/\tau})$$

であり、ストッパー中で崩壊する反跳核数は

$$I_0 = \int_{t_f}^{\infty} -\frac{dN(t)}{dt}dt = N_0e^{-t_f/\tau}$$

よって、 $t_f = D/v$ なので、

$$\frac{I_0}{I_0 + I_s} = e^{-D/v\tau} \quad (3.1)$$

となる。以上より、ピークシフト ($\Delta E_\gamma = E_\gamma\beta \cos \phi$) から v が決まり、測定可能な D において I_0, I_s のピーク強度比をとることで、 τ を測定できる。

原理的にはこれで寿命は計測できるが、実際は

1. 運動学による反跳核の v の分布
2. 検出器立体角による θ の広がり
3. ターゲット内多重散乱による v の分布
4. 超微細相互作用の影響
5. γ 線放射場所と検出効率の関係
6. ストッパー内での反跳核減速時間の影響
7. カスケード反応の影響

などを考慮に入れなければならない。それらの詳細は以下に記述する。

1. 運動学による反跳核速度の大きさと方向の広がり

入射 α 粒子エネルギーと生成核の励起エネルギー、関係粒子の質量が分かれば、エネルギー保存と運動量保存から、反跳核の放出方向とエネルギーの関係が分かる。この角度分布は $A(\alpha, p)B^*$ 反応において陽子と B^* 由来ガンマ線を同時計測すれば考えなくてよい。

2. 検出器立体角による θ の広がり

検出器は有限立体角をもつので反跳核の放出方向とガンマ線放出方向によってドップラーシフトしたガンマ線のエネルギーに違いが生じる。反跳核の物理量を R の添え字で、ガンマ線の物理量を添え字なしで表す。反跳核が $\vec{\beta}$ で放出され、距離 R 進

んだ所で反跳核からガンマ線が \vec{c} の方向に放出されたとする。このときドップラーシフトしたガンマ線は $\beta \ll c$ とし

$$\begin{aligned} E_\gamma &\simeq E_\gamma^0(1 + \vec{\beta} \cdot \vec{c}) \\ &= E_\gamma^0(1 + \sin \theta_R \cos \phi_R \sin \theta \cos \phi \\ &\quad + \sin \theta_R \sin \phi_R \sin \theta \sin \phi + \cos \theta_R \cos \theta) \\ &= E_\gamma^0 + \Delta E_\gamma \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。さて、反跳核の質量（励起エネルギーを含めたもの）を M_R^* とする。 M_R^* の質量をもち、 (θ_R, ϕ_R) 方向へ放出された反跳核が $N_0(M_R^*, \theta_R, \phi_R)$ 生成されたとし、距離 R 進んだ後ガンマ線を (θ, ϕ) 方向に放出するとする。ガンマ線の角度分布が $W(\theta, \phi)$ 、検出器の検出効率が $\epsilon(E_\gamma, \theta_R, \phi_R, \theta, \phi)$ であるとすると、距離 R において dR 進む間に (θ, ϕ) 方向 $d\Omega$ に検出されるガンマ線の個数は

$$\lambda \frac{N_0(M_R^*, \theta_R, \phi_R)}{c\beta} e^{-\lambda R/c\beta} W(\theta, \phi) \epsilon(E_\gamma, \theta_R, \phi_R, \theta, \phi) dR d\Omega \quad (3.3)$$

β は $\beta(M_R^*, \theta_R, \phi_R)$ と表せる。ここで R のスケールは検出器の大きさや、ターゲットから検出器までの距離より十分小さいので、 $\epsilon(E_\gamma, \theta, \phi)$ とできる。つまり、反跳核は反応点でガンマ線を放出し、 $d\Omega$ は反応点からの立体角とできる。このとき寿命より十分長い時間の測定におけるガンマ線の分布は、 R については積分して、

$$\begin{aligned} P_\gamma(\theta_R, \phi_R, \theta, \phi) &= AN_0(M_R^*, \theta_R, \phi_R) (1 - e^{-\lambda D(\theta_R, \phi_R)/c\beta(M_R^*, \theta_R, \phi_R)}) \\ &\quad \times W(\theta, \phi) \epsilon(E_\gamma, \theta, \phi) d\Omega \end{aligned} \quad (3.4)$$

となる。 A は規格化定数である。よってエネルギー分布は $\Delta E_\gamma P_\gamma$ であり、この分布に合うようなピークを計数しなければならない。

3. ターゲット内多重散乱による v の分布

多重散乱の角度分布の半値幅 $\alpha_{1/2}(deg)$ は

$$\alpha_{1/2}(deg) = 1.10 \times 10^{-3} \frac{Z_1 Z_2 Z}{E(MeV)} \tau^N \quad (3.5)$$

Z_1 : 反跳核の原子番号、 Z_2 : ターゲット核の原子番号

$$Z = (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}, \quad \tau = 41.5 \frac{T_2(\mu g/cm^2)}{Z^2 M_2(u)}$$

T_2 : ターゲットの厚さ、 M_2 : ターゲットの重さ (単位 u)

$$N = [\ln(1.03 + \tau)]^{-0.115} - 0.115$$

$$E = E_{incident} - \Delta E/2$$

ΔE : ホイル内でのエネルギーロス

とでき、ガウス分布で表せる。よって運動学によるそれぞれの反跳核放出方向に対し、このガウス分布でターゲットを通過するとして、全過程における反跳核の速度分布が得られる。この速度分布 a_i に対応する D_i と v_i について (D_i と v_i は反跳核放出方向 (θ, ϕ) の関数。i でラベルする。) 崩壊曲線は

$$\sum_i a_i e^{-\lambda D_i/v_i} \quad (3.6)$$

とできる。

4. 超微細相互作用の影響

生成された核準位は整列しているとき、反跳飛行している間に超微細相互作用によってガンマ線分布が摂動を受ける。つまり、反跳核からのガンマ線が非等方に分布する。ここでガンマ線分布が

$$W(\theta) = 1 + \sum_k A_k P_k(\cos \theta)$$

と表されるとする。 $P_k(\cos(\theta))$ はルジャンドル多項式である。この時、ガンマ線の強度は

$$I(\theta, t) = \lambda I(0) e^{-\lambda t} \left[1 + \sum_k Q_k A_k P_k(\cos \theta) \right] \quad (3.7)$$

となり、超微細相互作用を取り入れると、摂動因子 $G_k(t)$ を用いて、

$$I_p(\theta, t) = \lambda I(0) e^{-\lambda t} \left[1 + \sum_k G_k(t) Q_k A_k P_k(\cos \theta) \right] \quad (3.8)$$

となる。 Q_k はガンマ線検出器が有限サイズであることによる減衰係数である。今回の実験ではガンマ線の角度分布は調べないので、この効果を見捨てて寿命を計算する。

5. γ 線放射場所と検出効率の関係

検出器は入射ビーム方向に対し0度に設置し、放射源から検出器までの距離を r とすると、検出効率は $e^{-\alpha r}$ に比例する。 α は検出器サイズ、ガンマ線エネルギーなどによる定数である。ドップラーシフトしたガンマ線の検出数を I_s として、

$$\begin{aligned} I_s &= \int_0^{t_f} \left(-\frac{dN}{dt} \right) e^{-\alpha(R-vt)} dt \\ &= N_0 \frac{e^{-\alpha R}}{1 - \alpha v \tau} [1 - e^{-(1-\alpha v \tau)D/v\tau}] \end{aligned} \quad (3.9)$$

となる。ただし、 R はターゲット-検出器間の距離、 D はターゲット-ストッパー間距離である。ドップラーシフトしていないガンマ線の検出数を I_0 とすると、ストッパーでの崩壊はすべて表面で起きたとして

$$\begin{aligned} I_0 &= \int_{t_f}^{\infty} \left(-\frac{dN}{dt} \right) e^{-\alpha(R-D)} dt \\ &= N_0 e^{-\alpha R} e^{-(1-\alpha v \tau)D/v\tau} \end{aligned} \quad (3.10)$$

よって、

$$\frac{I_0}{I_0 + I_s} = \frac{(1 - \alpha v \tau) e^{-D/v\tau}}{e^{-\alpha D} - \alpha v \tau e^{-D/v\tau}} \quad (3.11)$$

となる。 α は一般に $\alpha \simeq 0.16 \text{ cm}^{-1}$ である。よって、 $1 \gg \alpha v \tau$ なので

$$\frac{I_0}{I_0 + I_s} \simeq e^{-D/v\tau}$$

としてよい。

6. ストッパー内での反跳核減速時間の影響

ストッパー内での反跳核停止にかかる時間が反跳核の寿命と同程度のとき、減速中の核からのガンマ線ドップラーシフトを考えなければならない。この詳細は後のDSAMで述べられる。今回の実験ではストッパーに真鍮、反跳核にCrを選んでおり、 α 粒子エネルギー15MeVでは減速時間は寿命より十分短いので、この影響は無視できる。

7. カスケード反応の影響

先の議論はすべて単一準位の寿命の計測を考えたが、実際は原子核は準位構造をもち、一つの準位から多数の準位への遷移が存在する。最も簡単な場合、A、B、Oの三準位において直接占有はAにのみ起こり、 $A \rightarrow B \rightarrow O$ のカスケードにより脱励起する場合を考える。それぞれの状態からの遷移確率を λ_A, λ_B とする。

まず、Aの状態をとる原子核が $t=0$ で A_0 個となり、それ以降新しく状態Aをとる核が供給されないとき、時間 t での dt 時間あたりの崩壊数は $A_0\lambda_A e^{-\lambda_A t} dt$ 。これにより生じたBの中で $t \rightarrow t_1$ までの時間に崩壊せず生き残る核子数は $(A_0\lambda_A e^{-\lambda_A t} dt)e^{-\lambda_B(t_1-t)}$ 。よって、この値を t について0から t_1 まで積分すると時間 t_1 における原子核数 $N_B(t_1)$ が得られる。

$$\begin{aligned} N_B(t_1) &= \int_0^{t_1} dt A_0 \lambda_A e^{-\lambda_A t} e^{\lambda_B t} e^{-\lambda_B t_1} \\ &= \frac{A_0 \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t_1} - e^{-\lambda_B t_1}) \end{aligned} \quad (3.12)$$

よって、時間 t に単位時間あたり崩壊するBの数は

$$\frac{A_0 \lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (3.13)$$

これより、 $B \rightarrow O$ 遷移の崩壊における I_0, I_s を求めると

$$\begin{aligned} I_0 &= \int_{D/v}^{\infty} dt \frac{A_0 \lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \\ &= \frac{A_0 \lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \left(\frac{1}{\lambda_A} e^{-\lambda_A D/v} - \frac{1}{\lambda_B} e^{-\lambda_B D/v} \right) \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} I_s &= \int_0^{D/v} dt \frac{A_0 \lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \\ &= \frac{A_0 \lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \left(-\frac{1}{\lambda_A} e^{-\lambda_A D/v} + \frac{1}{\lambda_B} e^{-\lambda_B D/v} + \frac{1}{\lambda_A} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

よって、崩壊曲線は

$$\left(\frac{I_0}{I_0 + I_s} \right)_{B \rightarrow O} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} e^{-\lambda_A D/v} + \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} e^{-\lambda_B D/v} \quad (3.16)$$

で表される。

一般に、 $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow \dots \rightarrow N \rightarrow O$ の場合

$$\left(\frac{I_0}{I_0 + I_s} \right)_{N \rightarrow O} = k_A e^{-\lambda_A D/v} + \dots + k_N e^{-\lambda_N D/v} \quad (3.17)$$

となる。ただし、

$$k_A = \frac{\lambda_B \lambda_C \cdots \lambda_N}{(\lambda_B - \lambda_A)(\lambda_C - \lambda_A) \cdots (\lambda_N - \lambda_A)} \cdots$$

$$k_N = \frac{\lambda_A \lambda_B \cdots \lambda_M}{(\lambda_A - \lambda_N)(\lambda_B - \lambda_N) \cdots (\lambda_M - \lambda_N)}$$

以上の議論では直接遷移がAのみに起きるとしたが、実際は他の準位にも直接遷移はおきる。A、B、Oの三準位において、Aへの直接遷移率が f_A とすると、Bへの直接遷移率は $1-f_A$ 。よって、全生成核数が N_0 のとき時刻 t でのB準位にある核子数は

$$N_B(t) = N_0 f_A \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) + N_0 (1 - f_A) e^{-\lambda_B t} \quad (3.18)$$

となり、A、Bどちらの直接遷移でも生成核の反跳速度はほとんど変わらず、ガンマ線は等方的に放出されるとすると、B→O脱励起ガンマ線のうちドップラーシフトしていないガンマ線数は

$$I_0 = \int_{D/v}^{\infty} N_0 f_A \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) dt + \int_{D/v}^{\infty} N_0 (1 - f_A) \lambda_B e^{-\lambda_B t} dt$$

$$= N_0 f_A \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (1/\lambda_A e^{-\lambda_A D/v} - 1/\lambda_B e^{-\lambda_B D/v})$$

$$+ N_0 (1 - f_A) e^{-\lambda_B D/v} \quad (3.19)$$

ドップラーシフトしたガンマ線数は

$$I_s = \int_0^{D/v} N_0 f_A \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) dt + \int_0^{D/v} N_0 (1 - f_A) \lambda_B e^{-\lambda_B t} dt$$

$$= -I_0 + N_0 \quad (3.20)$$

よって崩壊曲線は

$$\left(\frac{I_0}{I_0 + I_s} \right)_{B \rightarrow O} = (1 - f_A) e^{-\lambda_B D/v}$$

$$+ f_A \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (1/\lambda_A e^{-\lambda_A D/v} - 1/\lambda_B e^{-\lambda_B D/v}) \quad (3.21)$$

以上より、得られたスペクトルから各準位の直接遷移率を決定し、他の文献を参考にして準位図と寿命が分かれば、求めたい λ_B が得られる。今回の実験では、準位と寿命はTable of Isotopeを参照して決定する。

3.2 Doppler Shift Attenuation Method(DSAM)

DSAM(Doppler Shift Attenuation Method)とは、物質中で反跳核の速さが減衰(attenuation)するにつれて脱励起 γ 線のドップラーシフトが小さくなっていく事を利用して寿命をはかる方法である。

また、物質中で重イオンが固体中で止まるまでの時間が、多くの基底状態に近い原子核の準位での寿命と同じオーダーであることに基づいている。NaI検出器では、RDMで ^{20}Ne , ^{24}Mg 程度よりも軽い核のドップラーシフトを測定することしかできないが、高精度

な Ge 検出器を使うことで、それより重い核のより小さなドップラーシフトを測定できるようになった。

速度 β で運動している粒子から、その運動となす角 θ 方向へ放出される光子のエネルギーは、

$$E_{\gamma}(\theta, t) = E_{\gamma}^0([1 - \beta^2(t)]^{1/2}/[1 - \beta(t)\cos\theta])$$

ただし、静止しているとき放出された場合の光子のエネルギーを E_{γ}^0 としている。

$\beta(t) \ll 1$ のときは、 $\beta(t)$ の 1 次の項まで取ると、次のようになる。

$$E_{\gamma}(\theta, t) = E_{\gamma}^0[1 + \beta(t)\cos\theta]$$

一般に、崩壊する核の速さは 0 から $v(0)$ であるから、ガンマ線のエネルギーは E_{γ}^0 から $E_{\gamma}^0[1 + \beta(0)\cos\theta]$ である。

実験データより、ドップラーシフトのガンマ線エネルギー分布の最も重要なものとしてしばしば”attenuation factor”が算出される。attenuation factor $F(\tau)$ は平均のシフトと最大のシフト (これを V_i で表す) の比であって、すなわち

$$F(\tau) = \frac{\langle E_{\gamma}(\theta) \rangle - E_{\gamma}^0}{E_{\gamma}^0\beta(0)\cos\theta}$$

あるいは

$$\frac{\langle E_{\gamma}(\theta) \rangle - E_{\gamma}^0}{E_{\gamma}^0} = F(\tau)\beta(0)\cos\theta$$

で表される。

第4章 実験装置

4.1 実験の概要

図4.1のような配置で実験を行った。(抽象的な図) タンデム加速器で加速された α ビームがターゲットに衝突し、直接反応により陽子と残余核が生じる。この陽子をPINフォトダイオード検出器で検出し、残余核からの脱励起ガンマ線をGe検出器で検出する。PINフォトダイオードからのシグナルとGe検出器からのシグナルのコインシデンスをとり、MCAでスペクトルを記録する。ただしPINフォトダイオードは電気四重極モーメント測定実験においてのみ用いた。慣性モーメント測定実験ではGe検出器で反跳核からの脱励起 γ 線のみ測定した。それぞれの実験の詳しい配置は第5章、第6章で述べる。

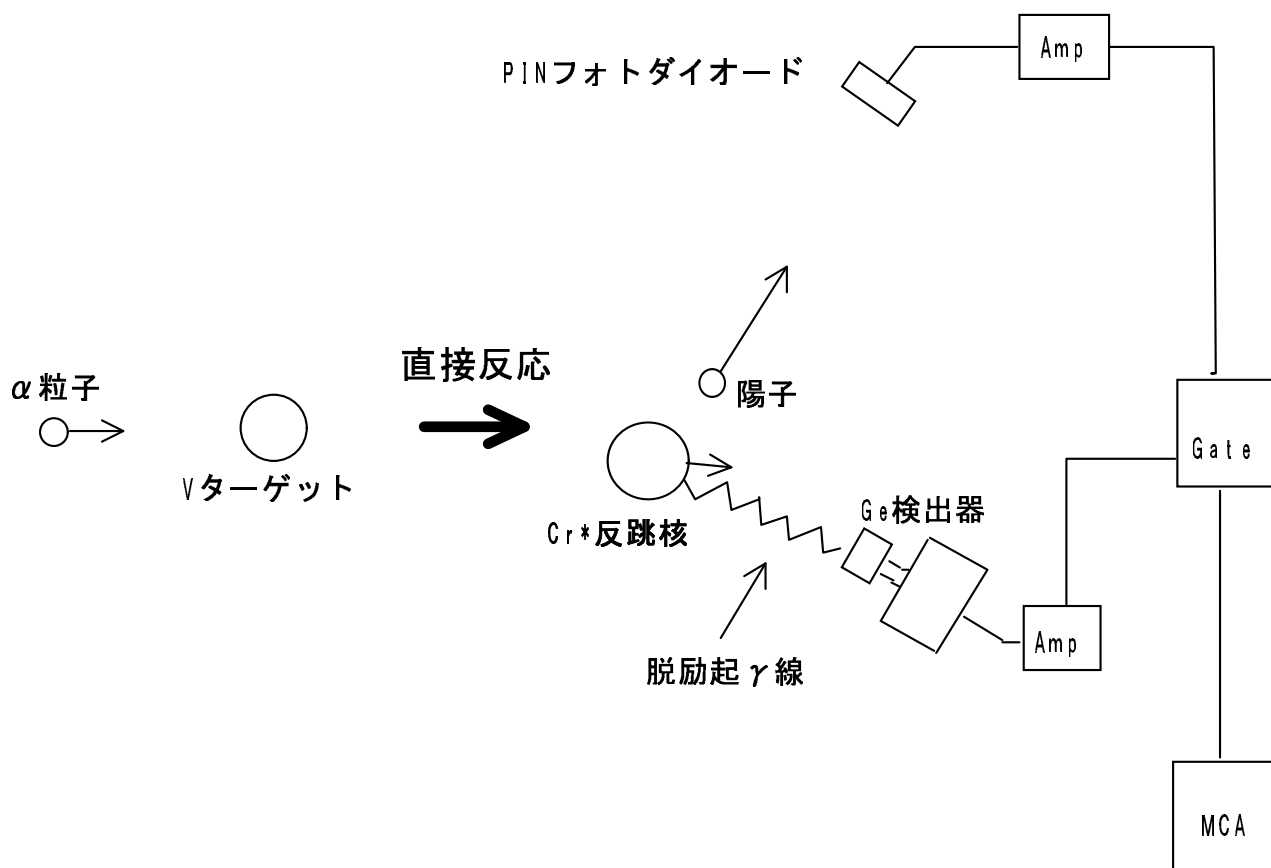


図 4.1: 実験配置概念図

4.2 タンデム加速器

京都大学理学部タンデム加速器実験棟の8MV Tandem van de Graaff 加速器 G コースで実験を行った。

陽子は、ターミナル電圧 6.5MV で電荷は $1- \rightarrow 1+$ で 13MeV に加速した。 α は、ターミナル電圧を 3,4,5,6.5MV にして電荷 $2- \rightarrow 1+$ で 9,12,15,19.5MeV に加速した。

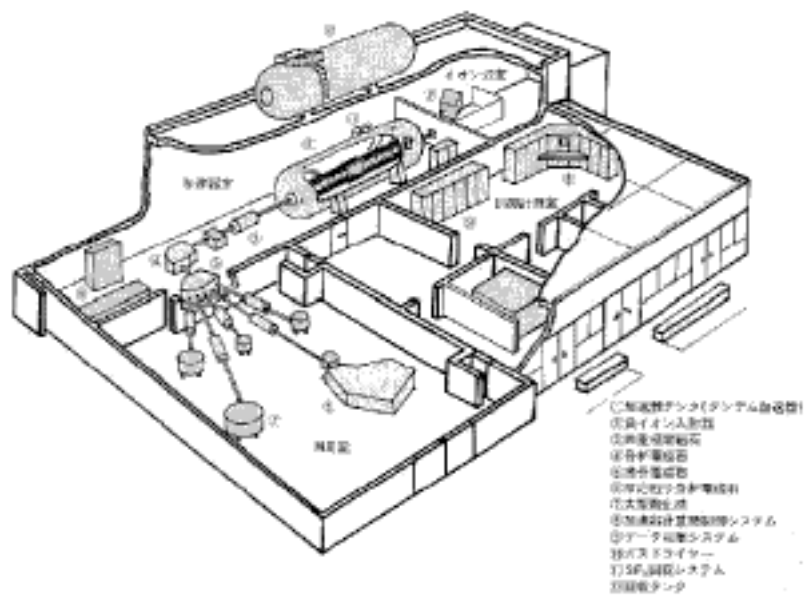


図 4.2: タンデム加速器

4.3 Ge 検出器

今回の実験のガンマ線検出には、Ge 検出器 (EG&G 社製 GMX- 30190-P) を用いた。Ge 検出器はガンマ線測定において特に高いエネルギー分解能を持つので、近接したスペクトルを分離できる。今回の原子核の寿命を測定する実験では、ガンマ線のドップラーシフトを観測するため 0.5% 程度の分解能が必要なので、Ge 検出器が適していた。

全実験を通じて得た最高分解能は約 0.38% であり、寿命測定実験では、平均して約 0.5% の分解能が達成された。最高分解能が得られた測定の条件は Amp の shaping time が $6\mu\text{s}$ であり、gain は 200×1.156 。キャリブレーション源として、 ^{137}Cs の 661.62KeV と ^{60}Co の 1173KeV、1332KeV のガンマ線を計数した。全スペクトルの内 Cs のスペクトルを拡大したものを図 4.3 に示す。横軸はチャンネル数であり、縦軸は 90 秒間の計数のカウント数である。

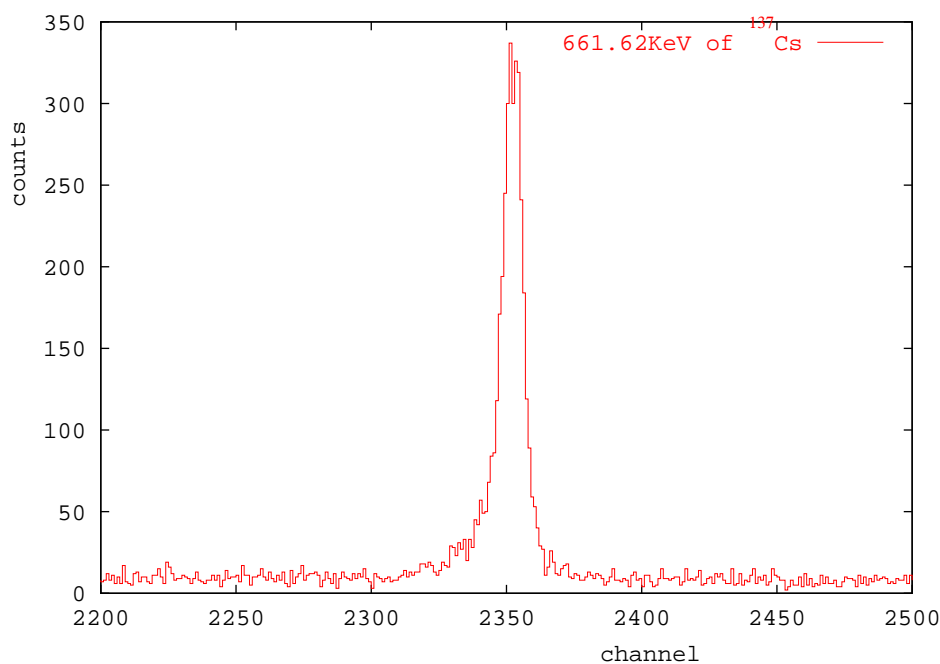


図 4.3: 最高分解能が得られたスペクトル

4.4 PIN フォトダイオード検出器

4.4.1 PIN フォトダイオードとは

ダイオードの p n 接合に、荷電粒子が飛び込むと、電離によって電子正孔対が発生する。ここから外に電流を取り出すことで荷電粒子の持っていたエネルギーを測定することができる。

今回は、浜松ホトニクス製の S3590-06 を使用した。これは、active area は $9\text{mm} \times 9\text{mm}$ 、active area の厚さは $500\mu\text{m}$ である。また、Si がむき出しになっている bare chip タイプ (窓なし) のものを使っている。これは、窓付き (Si がコーティングされている) のものを使った場合、陽子が窓でエネルギーを落としてしまうのでエネルギーの測定が正確に出来ないためである。

なお、応答を早くするために 130V の逆電圧をかけて使用した。

4.4.2 PIN フォトダイオードの使用目的と結果

$^{54}\text{Cr}^*$ の励起状態の寿命を測定する実験において、発生する陽子の方向を決定できれば、運動学により反跳核 $^{54}\text{Cr}^*$ の速度も決定できるので解析が容易になる。さらに、Ge 検出器方向に反跳核が飛び出せば、ドップラーシフトは最大になるのでピークの区別がもっとも容易になると考えた。

ちなみに、過去の実験においても反応で出てくる p などを検出してコインシデンスを取るといったことはほとんどの実験で行われていた。

キャリブレーション用の ^{241}Am の α 線に当てているときのスペクトルを図 4.4 示す。

また、塊の V に α ビームを当てているときのスペクトルを図 4.5 に示す。ただし、V ターゲットの測定をしているときは、ダイオードはビームに対して 80° の位置にあり、弾性散乱の α 線を防ぐために $20\mu\text{m}$ のアルミ箔を 3 枚重ねてダイオードの前に置いてある。

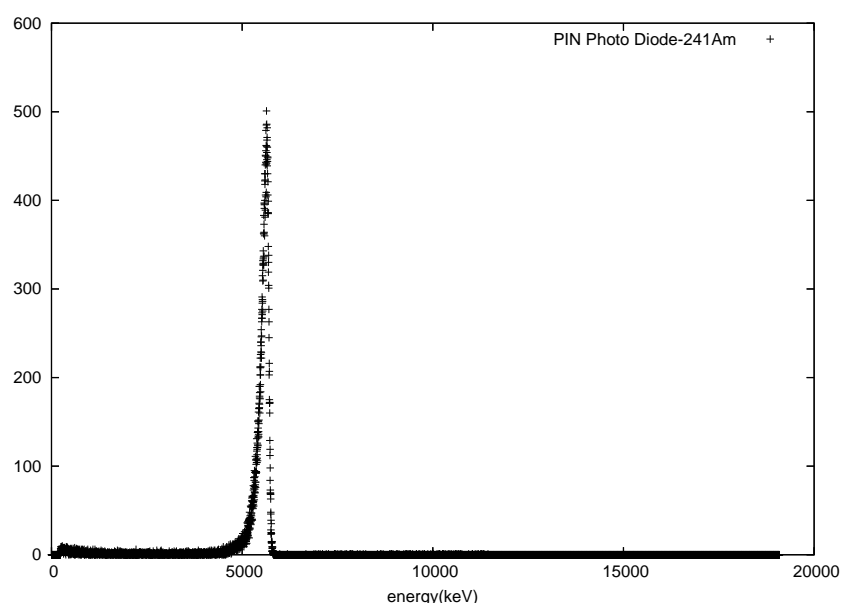


図 4.4: PIN Photo Diode Am

19.5MeV の α 線で反応が起き、Cr が第一励起状態になった場合、陽子はアルミ箔を抜けた状態で 16.0MeV のエネルギーを持っていると予想されたが、その付近では全くカウ

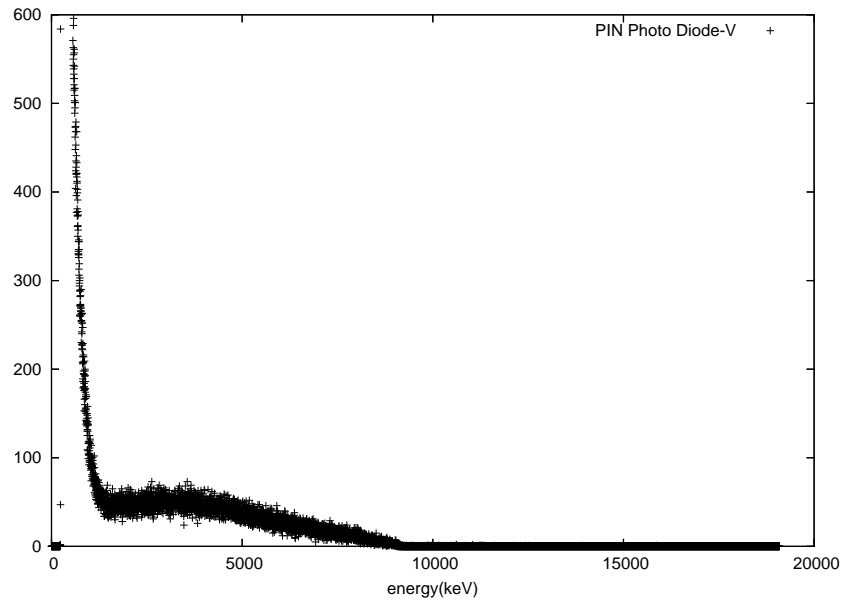


図 4.5: PIN Photo Diode V

ントされていない。バルク V の内部で反応し、表面まで出てくる過程で陽子がエネルギーを失ったり、PIN フォトダイオードの不感領域でエネルギーを失うと仮定しても、ピークが見られないことを説明することは出来なかった。

結局、PIN フォトダイオードを使わずに実験を続けることにした。

第5章 実験配置と実験結果（慣性モーメント測定実験）

5.1 実験配置

実験は京都大学タンデム加速器 G コースで行った。ターゲットは ^{165}Ho の板と ^{51}V のバルクを用いた。以下それぞれのターゲットを用いた実験の配置を分けて説明する。

^{165}Ho ターゲットを用いた実験

本実験はタンデム加速器 G コースの小型散乱槽で行った。13MeV に加速した陽子を厚さ 0.1mm、密度 $8.795\text{g}/\text{cm}^3$ の天然 Ho に衝突させ、 $^{165}\text{Ho}(p,2n)^{164}\text{Er}^*$ 反応により生じた励起 Er からの脱励起ガンマ線を Ge 検出器で測定した。配置を図 5.1 に表す。Fc はファラデーカップである。用いた機器の詳細は以下。

High voltage supply TC 950A Tennelec 5KV Bias supply

Ge 検出器 EG&G 社製 GMX-30190-P

PreAmplifier Ge 検出器に内蔵。

Amplifier EG&G ORTEC 571

Multi Channel Analyzer Aptec 5000 MCA

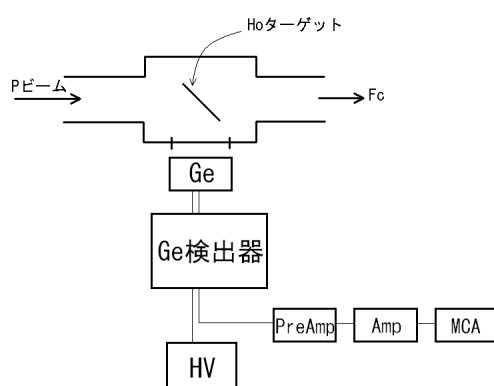


図 5.1: 実験配置図

^{51}V ターゲットを用いた実験

本実験はタンデム加速器 G コースの中型散乱層で行った。15MeV に加速した α 粒子を直径約 2mm の天然 V の粒 (V バルクと呼ぶ) に衝突させ、 $^{51}\text{V}(\alpha, p)^{54}\text{Cr}^*$ の反応により生じた励起 Cr からの脱励起ガンマ線を Ge 検出器で測定した。実験の配置は電気四重極モーメント測定実験を参照。ただし、PIN フォトダイオード検出器は慣性モーメント測定実験では使用しなかった。用いた検出器、モジュールは慣性モーメント測定実験において使用したのと同じである。

5.2 実験結果

Ge 検出器で得られたスペクトルを図 5.2、図 5.3 に示す。縦軸はカウント数、横軸は生成核の脱励起ガンマ線エネルギーで単位は KeV である。Er のスペクトルでの分解能は約 7%、Cr のスペクトルでの分解能は約 0.5% であった。Er における分解能が低かったのは単位時間あたりに Ge 検出器に流入するエネルギーが多すぎたためであると考えられる。

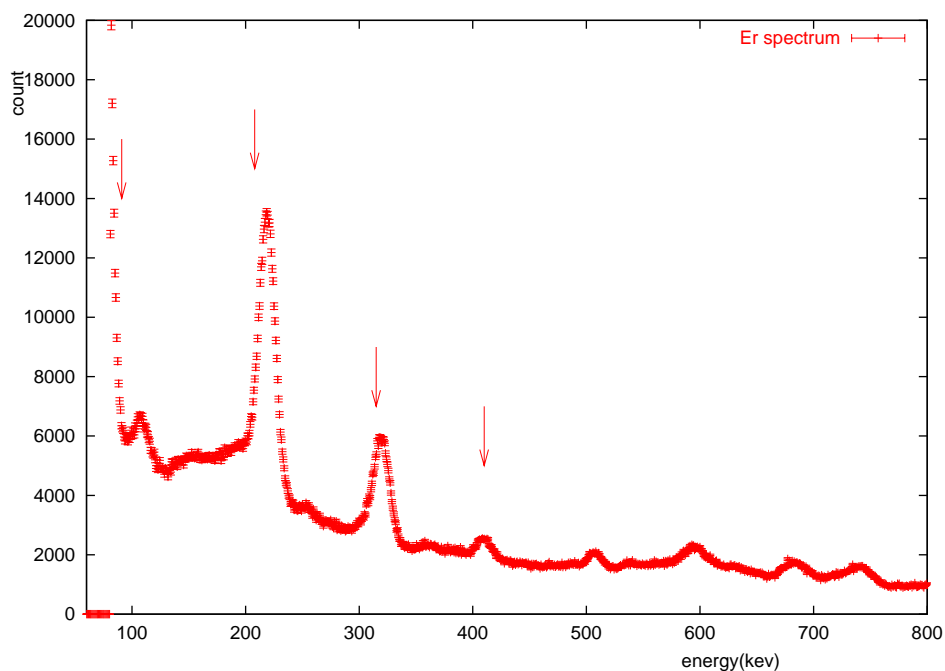


図 5.2: Er のスペクトル

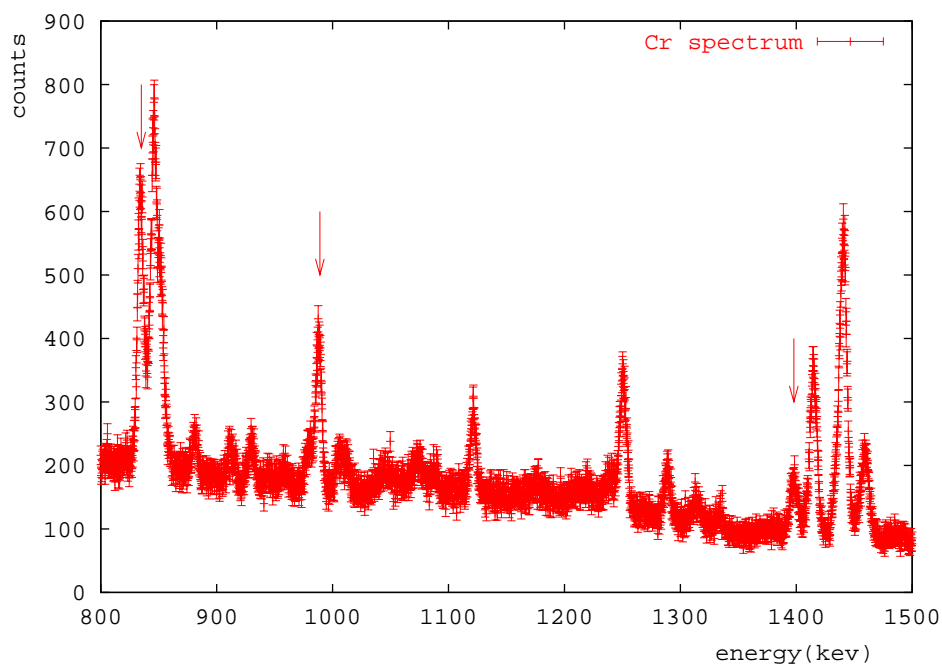


図 5.3: Cr のスペクトル

図 5.2、5.3 のスペクトルから回転バンドを見分けるには、 $\gamma - \gamma$ coincidence 計測をして、ガンマ線の角運動量とカスケード反応を調べなければならないが、計測には多くの時間がかかるので、今回は Table of isotopes でピークを同定した。矢印付近が回転バンドである。

ここから回転バンドエネルギー E_I は表 5.1、表 5.2 で与えられた。エネルギーの単位は KeV である。

	$E_I(\text{Er})$	ピークフィットの誤差
I=2	106.3	± 0.3
I=4	324.3	± 0.3
I=6	642.7	± 0.4
I=8	1051.5	± 0.6

表 5.1: Er の $E_I - I$

	$E_I(\text{Cr})$	ピークフィットの誤差
I=2	834.2	± 0.2
I=4	1821.6	± 0.3
I=6	3219.6	± 0.5

表 5.2: Cr の $E_I - I$

また慣性モーメント ($2J_I/\hbar^2$) と I の関係を表にすると表 5.3、5.4 のようになる。単位は MeV^{-1} である。

Er	I=2	I=4	I=6	I=8
$\frac{2J_I}{\hbar^2}$	56.44 ± 0.16	61.67 ± 0.06	65.35 ± 0.04	68.47 ± 0.04

表 5.3: Er の $2J_I/\hbar^2(\text{MeV}^{-1}) - I$

Cr	I=2	I=4	I=6
$\frac{2J_I}{\hbar^2}$	7.193 ± 0.002	10.979 ± 0.002	13.045 ± 0.002

表 5.4: Cr の $2J_I/\hbar^2(\text{MeV}^{-1}) - I$

これらの表 5.3、5.4 よりグラフを描くと次のようになる。縦軸は $2j/\hbar^2(\text{MeV}^{-1})$ 、横軸は $I(I+1)$ である。データ点間の直線はデータ点を繋いだだけのものである。

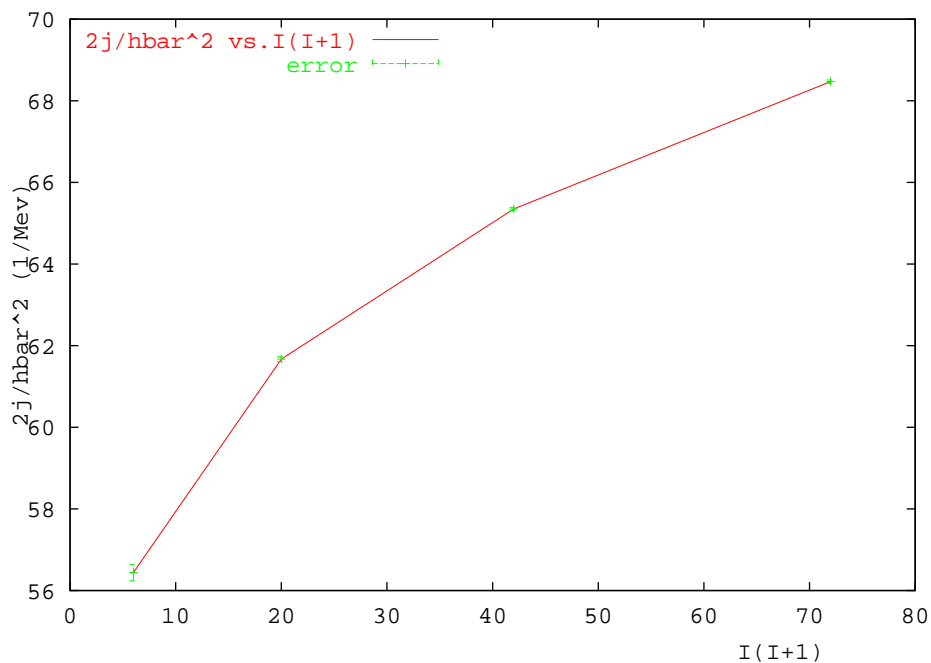


図 5.4: Er の $2j/\hbar^2(\text{MeV}^{-1}) - I$

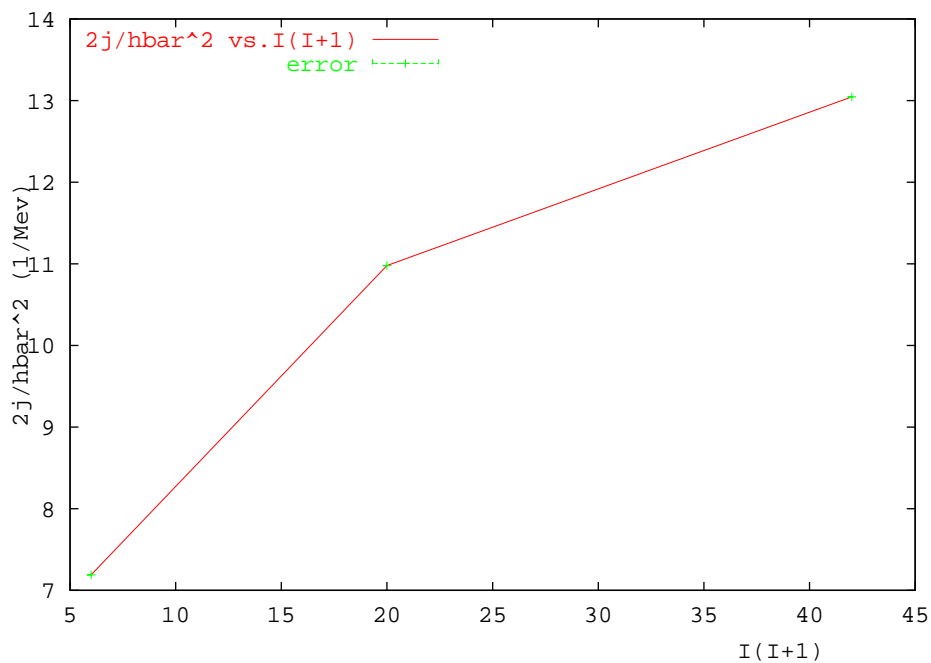


図 5.5: Cr の $2j/\hbar^2(\text{MeV}^{-1}) - I$

5.3 解析と考察

2.2節で議論した ρ と δ を求める。

表 5.3、5.4 より $\delta \ll 1$ として δ を計算した。結果を 5.5 に示す。

	I=2	I=4	I=6	I=8
$\delta(\text{Er})$	-1.774 ± 0.004	-1.660 ± 0.001	-1.580 ± 0.001	-1.512 ± 0.001
$\delta(\text{Cr})$	-2.0050 ± 0.0003	-1.4805 ± 0.0003	-1.1940 ± 0.0003	

表 5.5: Er、Cr の δ

δ の値は大きく、正しいものではない。続いて、式 (2.4) より、 δ を計算したが実数解は得られなかった。よって剛体モデルでは原子核を正しく評価できない。実数解が得られるのは Cr においては $2J/\hbar^2$ が約 20MeV^{-1} 以上のときであり、Er においては $2J/\hbar^2$ が約 200MeV^{-1} 以上のときである。つまり、剛体モデルでの慣性モーメントは実験で得られた慣性モーメントの数倍となる。

続いて ρ を求める。

まず、表 5.3、5.4 のデータを関数

$$a[I(I+1) - b]^c \tag{5.1}$$

でフィッティングする。得られたフィット関数をグラフにすると図 5.6、5.7 のようになる。

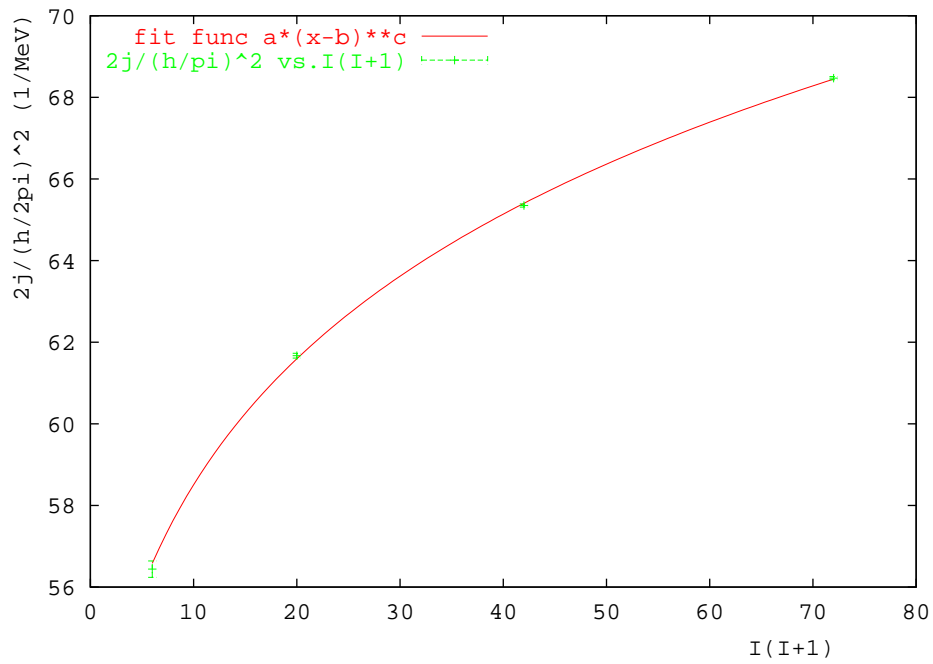


図 5.6: Er のフィッティング曲線

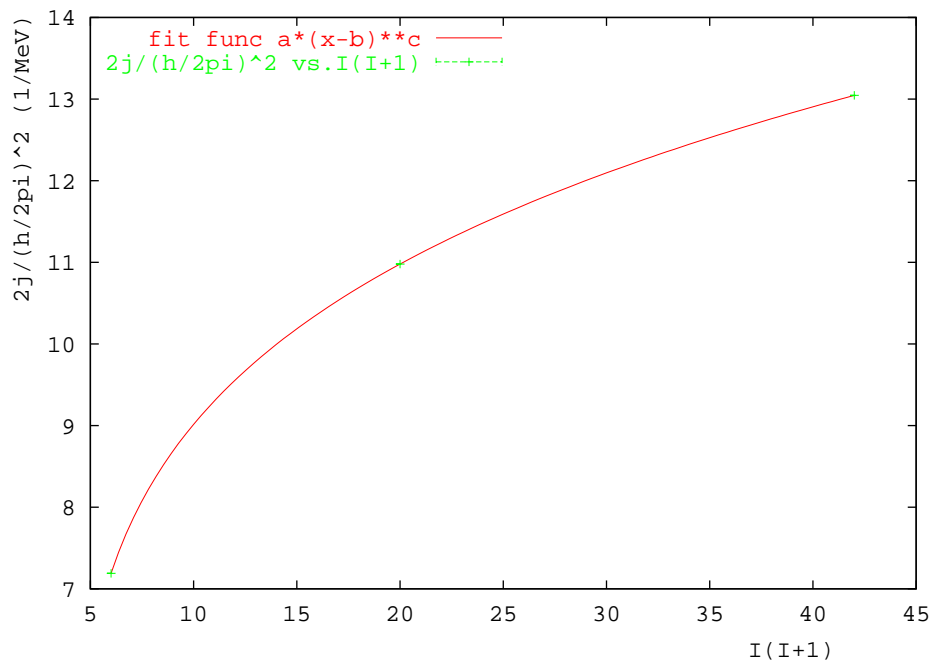


図 5.7: Cr のフィッティング曲線

図 5.6、5.7 のフィット関数から各角運動量に対する ρ を求めると下のようになる。誤差は無視してよい程小さい。

	I=2	I=4	I=6	I=8
$\rho(E_r)$	0.05	0.03	0.03	0.02
$\rho(C_r)$	0.52	0.11	0.07	

表 5.6: E_r 、 C_r の ρ

以上より分かったことは、

- δ については値は得られず、 E_r 、 C_r において慣性モーメントが I に伴って大きくなる。
- ρ の値から、慣性モーメントの増加率は角運動量が大きくなるにつれて減少する。

ということである。

第6章 実験配置と実験結果（電気四重極モーメント測定実験）

6.1 実験配置

この実験は、京都大学理学部タンデム加速器実験棟 G コースの、中型散乱層で行った。厚い Al 板に 19.5MeV の α ビームを当て、 $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}^*$ 反応によって得られた $^{30}\text{Si}^*$ の脱励起 γ 線を Ge 検出器 (EGG 社製 GMX-30190-P) によって観測した。

Al に α ビームを当てたときの配置を図 6.1 に表す。

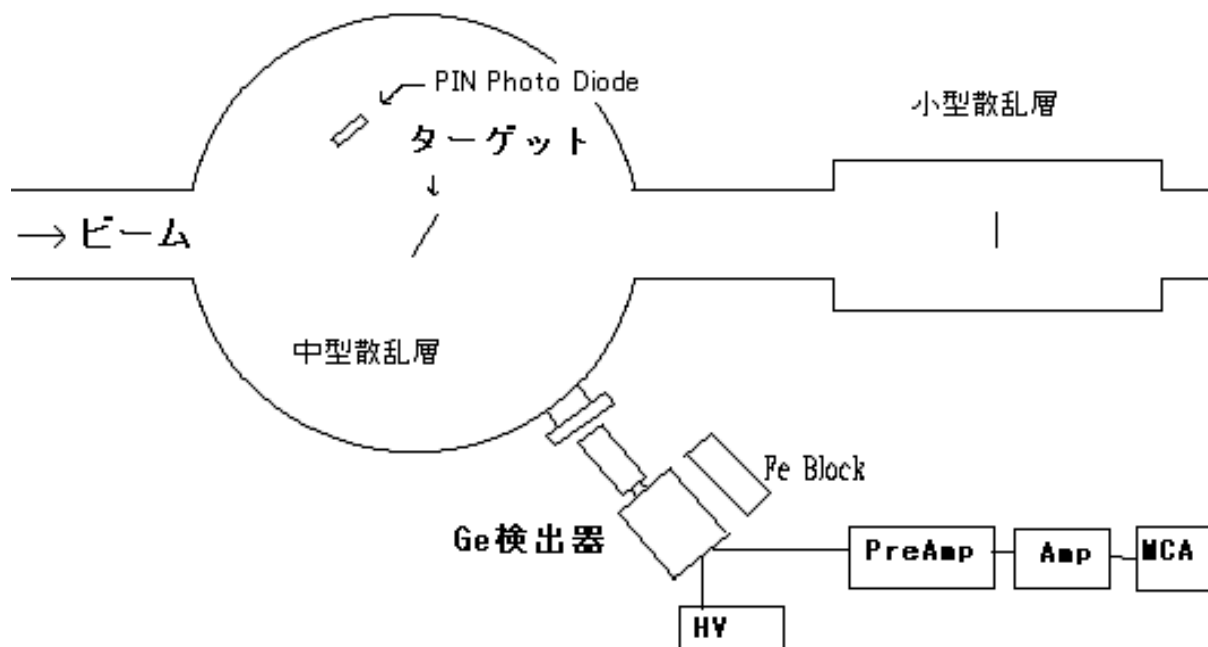


図 6.1:

6.2 実験結果

α ビームエネルギーが 15MeV のときに Ge 検出器で得られたスペクトルを図 6.2 に表す。縦軸はカウント数、横軸は生成核からの脱励起ガンマ線エネルギーである。

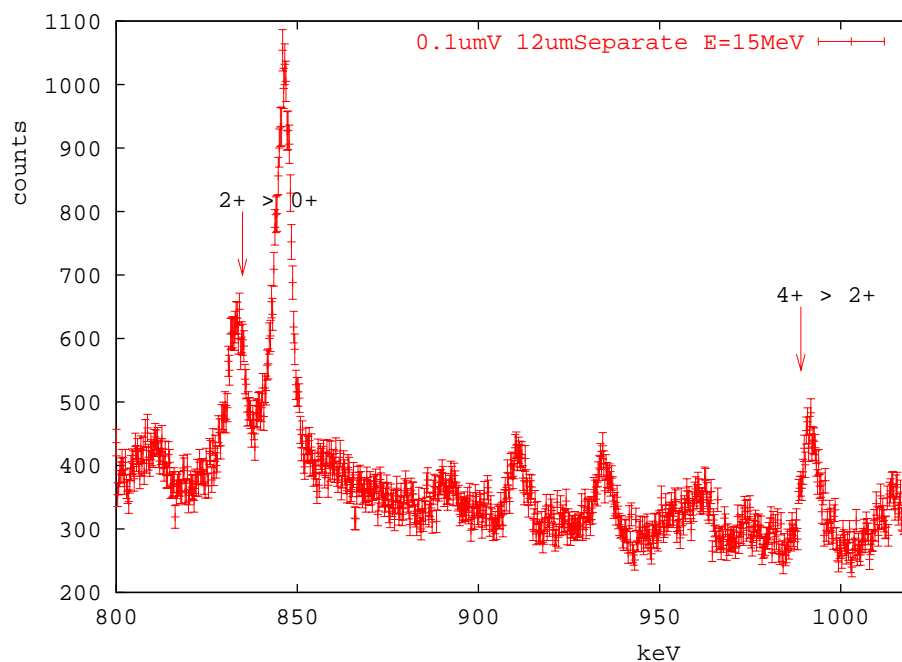


図 6.2: ^{54}Cr のスペクトル

図 6.2 はストッパー下部から 2mm にビーム中心を当てたときであり、ビーム中心がターゲット上にあたる位置からストッパーまでの距離（つまり、ターゲットーストッパー間距離）は $12\mu\text{m}$ に対応する（以下このデータを 12V と呼ぶ）。矢印は Table of isotops を参照して得た ^{54}Cr 由来のドップラーシフトしていないガンマ線エネルギーである。

また、ストッパー下部から 5、13mm にビーム中心を当てたときのスペクトル（ターゲットーストッパー間距離がそれぞれ、 $30\mu\text{m}$ 、 $0\mu\text{m}$ に対応）を図 6.3 に表す（これらのデータを以下 30V、0V と呼ぶ）。赤が 30V、緑が 0V を表す。縦軸はカウント数、横軸はガンマ線エネルギー（KeV）である。

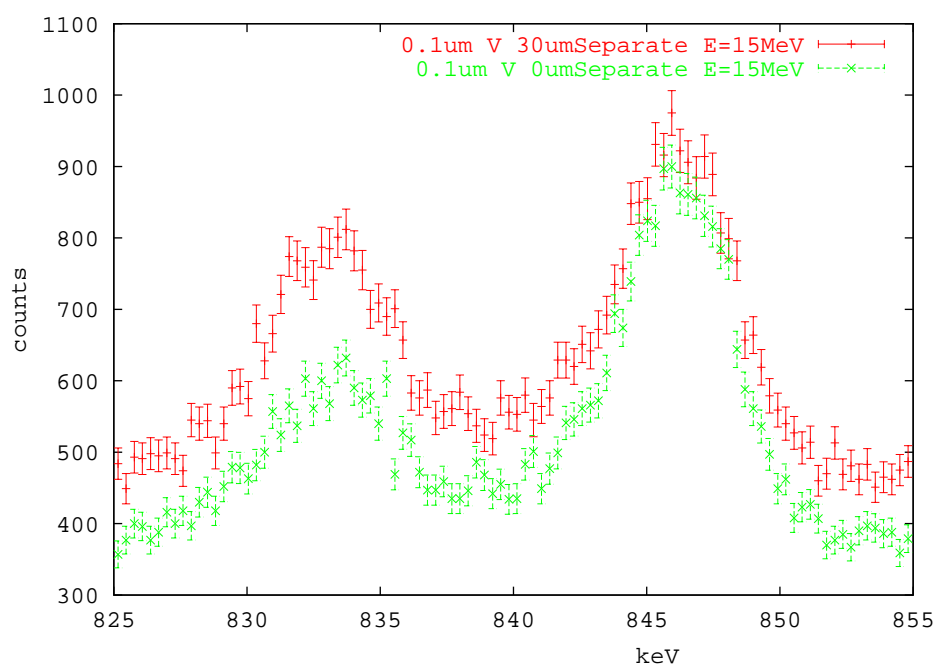


図 6.3: ターゲットーストッパー間距離が $30\mu\text{m}$ 、 $0\mu\text{m}$ のときの Cr のスペクトル

さて、Ge 検出器で測定した、V,Al バルクから放出されたガンマ線のスペクトルを図 6.4,6.5 に、また主なピークを図 6.6,6.7 に示す。

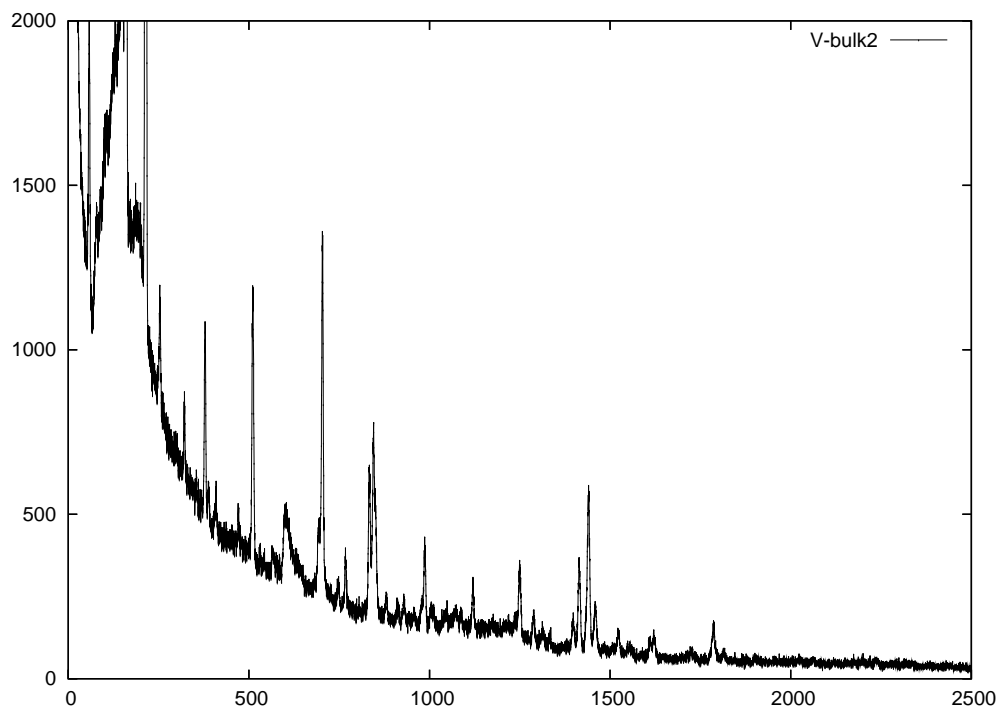


図 6.4: V ターゲットの 線エネルギー (keV) とカウント数

グラフの横軸はエネルギー (keV)、縦軸はカウント数である。グラフ 6.7 を見ると、Al のピークのうち 2 つが変形しているように見える。これは、ドップラーシフトによって γ 線のエネルギーが変化しているものがあるためと思われる。そこで、このピークから寿命を DSAM 法によって求めることにする。

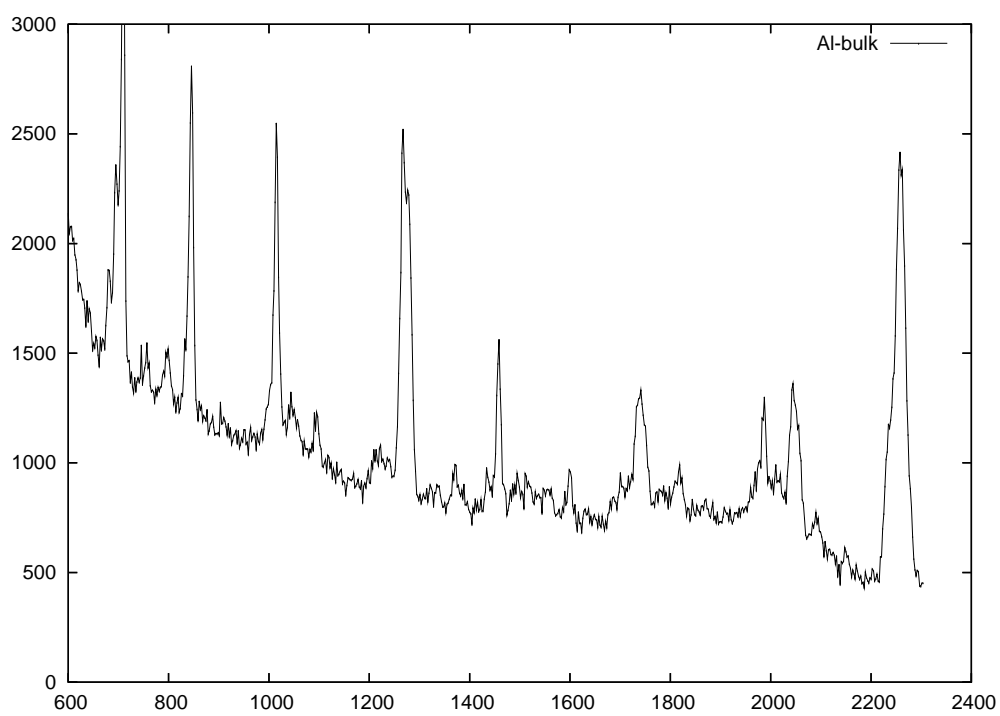


図 6.5: Al ターゲットの 線エネルギー (keV) とカウント数

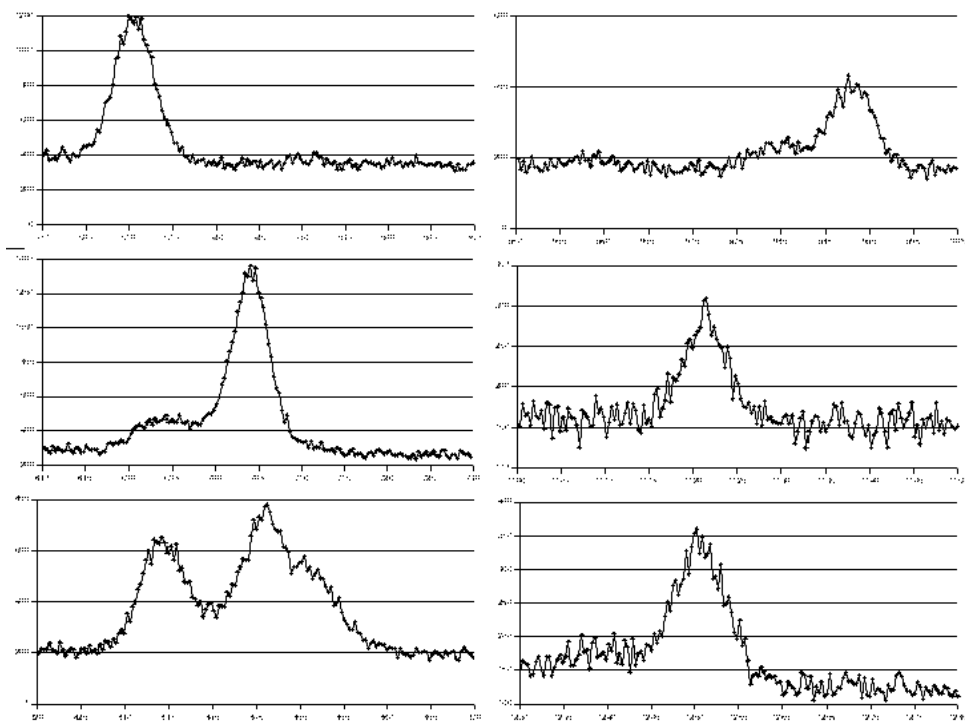


図 6.6: V ターゲットの主なピーク

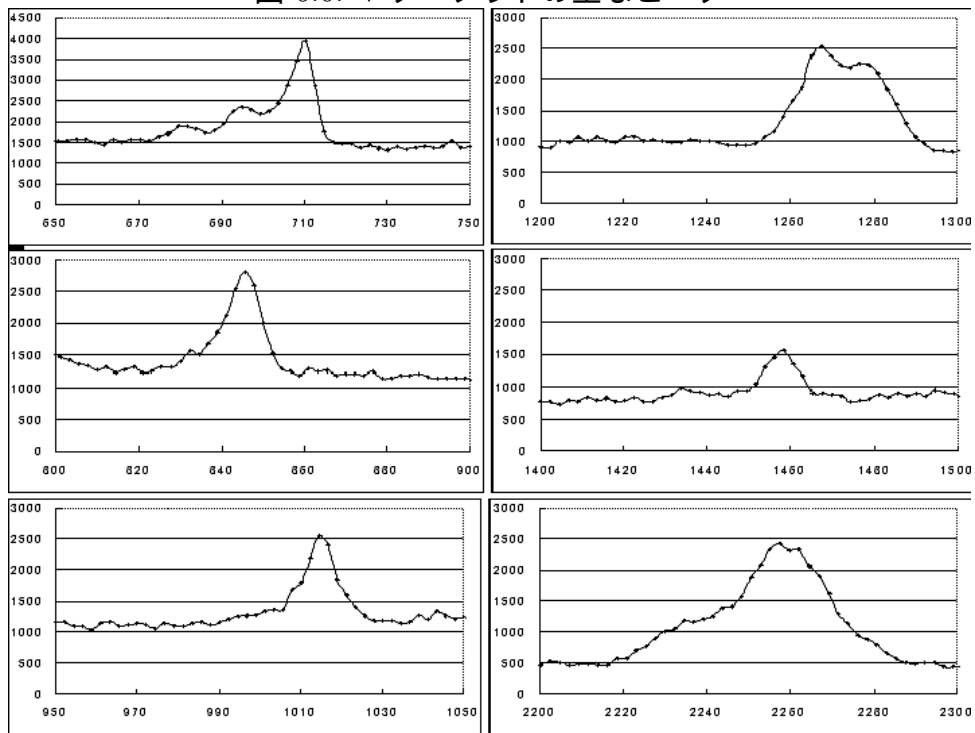


図 6.7: Al ターゲットの主なピーク

6.3 解析と考察

RDM による解析、考察

Ge 検出器により得られたスペクトルを解析する。

ここで解析するデータは、 ^{51}V のバルクターゲットに $15\text{MeV}\alpha$ 粒子を照射したデータ（これは慣性モーメント測定実験で得た図 5.3 と同一のものである。各ガンマ線はドップラーシフトしていないと期待される。）

$0.1\mu\text{m}$ の ^{51}V 膜 + ストッパーに 15MeV の α 粒子を照射したデータ

である。 $0.1\mu\text{m}$ の V においてはストッパー下部から 2mm 、 5mm 、 13mm にビーム中心を当てたときのデータ（前節で 12V 、 30V 、 0V と名付けたもの）をとった。

V バルクと 0V 、 12V 、 30V を比較したデータを図 6.8 に表す。生成した Cr が V 中で停

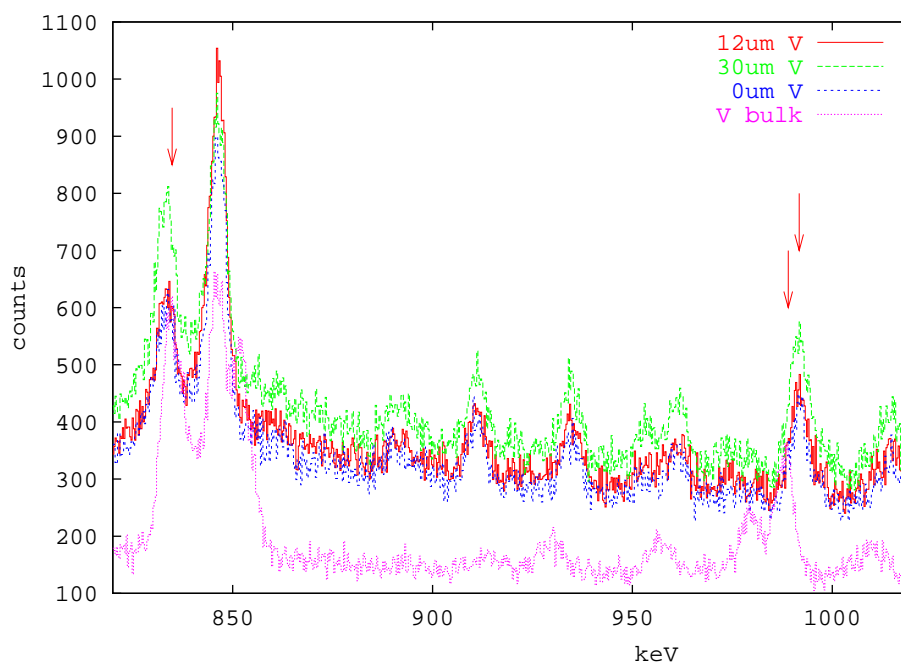


図 6.8: V バルクと 0V 、 12V 、 30V のスペクトル

止するのにかかる時間を SRIM2000 で計算すると、約 0.9ps 。 ^{54}Cr の $2+$ 、 $4+$ 準位の寿命は Table of isotope によるとそれぞれ、 7.9ps 、 1.7ps なので $2+\rightarrow 0+$ (834.855keV)、 $4+\rightarrow 2+$ (989.1keV) のガンマ線は V バルクのデータではドップラーシフトしていないと考えられる。

図 6.8 において右から二番目の矢印は V バルクのピークを指し、 987.869keV である。これが $0.1\mu\text{mV}$ ターゲットのデータではドップラーシフトしていると考え、一番右矢印が指すピークをシフトピークとする。このシフトピークのエネルギーから反跳核の平均速度は $\beta = 0.0055$ となる。運動学とターゲット内での反跳核のエネルギー減衰を考えた計算（陽子放出の角度分布は指数関数で減少するとし、それぞれの方向に放出された反跳 Cr が通過する V ターゲットの厚さは同一とした近似計算）では、反跳核の平均速度は $\beta = 0.009$ なので、この値を妥当とする。このとき一番左のピーク（V バルクの $2+\rightarrow 0+$ の遷移）は 834.832keV なので、シフトしたエネルギーは $838.1\pm 0.09\text{keV}$ である。誤差はフィッティングによるものである。以下、図 6.9、6.10、6.11 にそれぞれ 0V 、 12V 、 30V と V バルクのデータを比較したものを表す。左の矢印はドップラーシフトしていないピーク、右の矢印はドップラーシフトしているピークが現れると予想される位置を表す。図

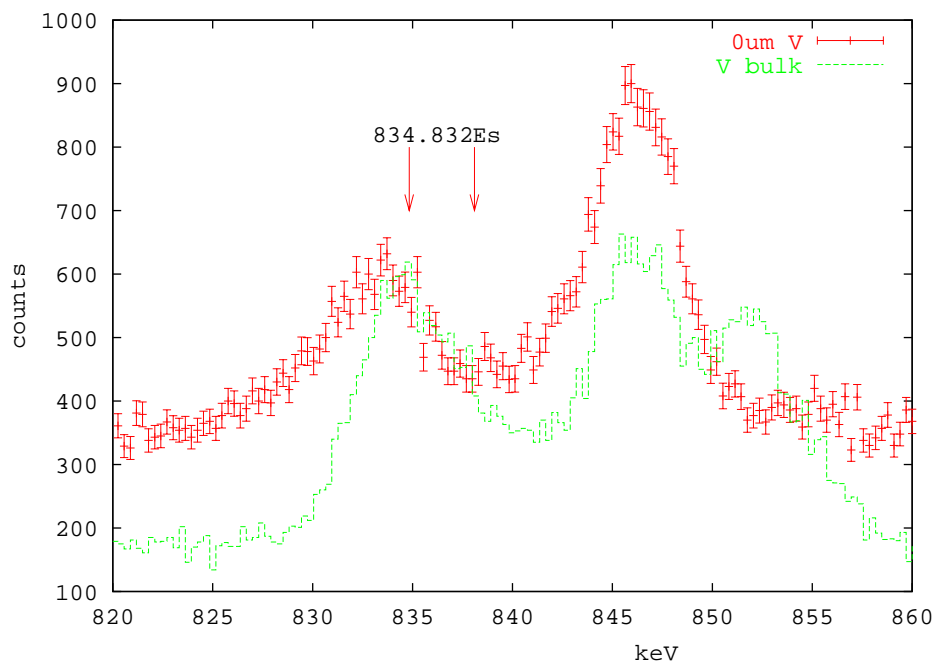


図 6.9: Vバルクと0Vのスペクトル

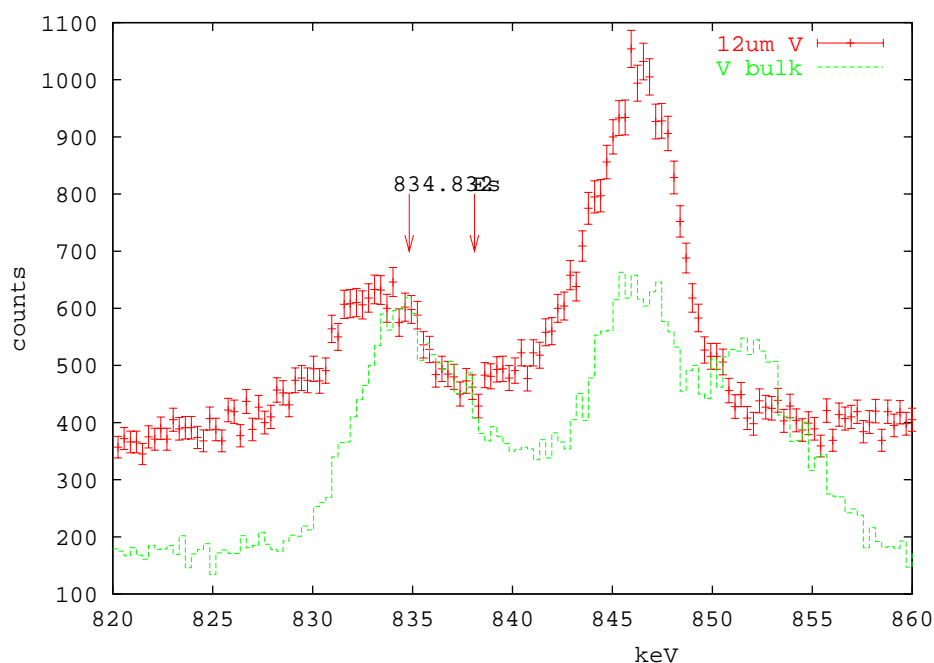


図 6.10: Vバルクと12Vのスペクトル

6.9、6.10、6.11より明らかに0V、12V、30V、ではシフトピークが確認できない。シフトピークがバックグラウンドに埋もれている可能性もあるが、対照実験をしていないので、この実験だけからは確かなことは言えない。もしドップラーシフトしていないとすると、 $4+ \rightarrow 2+$ の準位が崩壊してすぐストッパーで停止するということになり、ターゲットーストッパー間の距離が数 μm となる。よって0V、12V、30Vでターゲットーストッパー間距離に大きな差がなかったことになる。あるいは0V、12V、30Vで ^{54}Cr 由来のガンマ線と考えていたものが、バックグラウンド由来のガンマ線である可能性もある。これらの原因を調べるために更なる実験を計画中であり、これについては第8章で述べる。

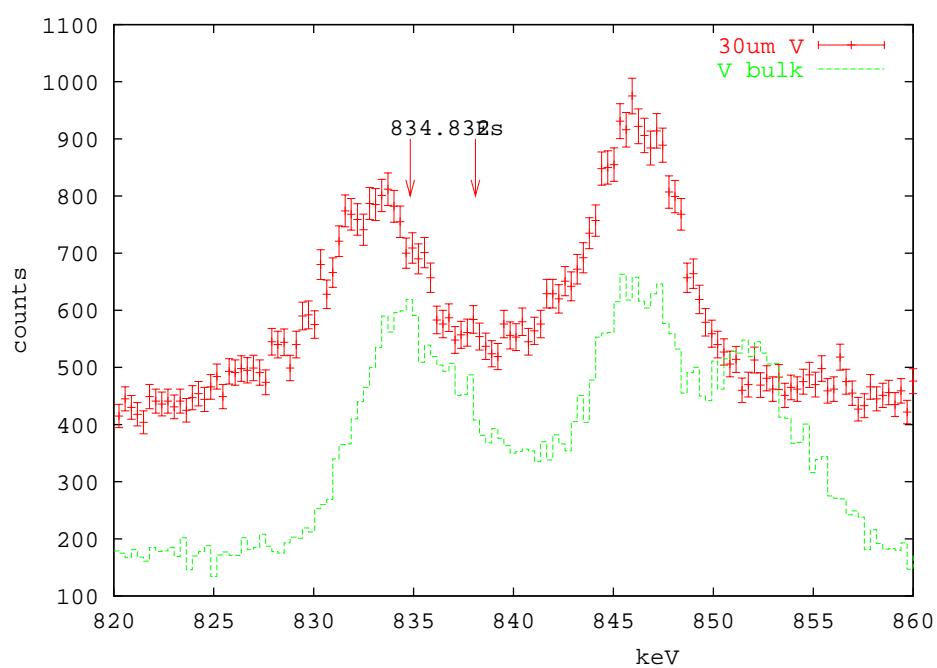


図 6.11: Vバルクと30Vのスペクトル

DSAM による解析

今回の実験では残念ながら PIN フォトダイオードで、反応で出る陽子を観測できなかった。陽子の方向が分かれば運動学により反跳核の方向と速さが分かるのだが、今回は分からないので、重心系での角度と反応断面積の関係を

に比例すると仮定し、反跳核が減速していく途中で脱励起線を出してその時の反跳核の検出器方向への速さからドップラーシフトの量を出すというシミュレーションプログラムを作った。

ただし、後述する励起関数は、Al では求められなかったため、反応はすべて α のエネルギーが 17MeV の時に起こったと仮定している。さらに角度についての微分散乱断面積は前方に陽子が放出されるのを最大値にして指数関数的に落ちていくと仮定している。また、このシミュレーションにより、 γ 線のグラフのピークの形がドップラーシフトによって変形する様子を様々な寿命のものについて見る事が出来、シフトの量だけでなくグラフの形からも寿命を求めることが出来る。

この、寿命を与えるとそのときの γ 線エネルギーとカウント数の関係を返すプログラムの大まかなアルゴリズムは以下の通りになっている。

1. 重心系でランダムな方向に反跳核を飛ばす。ここでその反応断面積に比例した量を反跳核の「個数」としておく。
2. 一定時間ごとの失うエネルギーの分だけ速さを落としていく。そのたびに崩壊するかどうかを与えられた寿命から判定して崩壊したら次に行く
3. 反跳核の速さ、検出器と反跳方向のなす角度からドップラーシフトを求める。さらに、シフトがない場合に幅が Ge 検出器の幅と同じ正規分布になるようにエネルギーをずらす。そして「個数」の分だけそのエネルギーに相当する ADC のカウント数を増やす
4. これを 10 万回繰り返す

Al の 2235KeV のピークについてこのシミュレーションの結果と実際のグラフをプロットしたのがグラフ 6.12 である。仮定する寿命を 0.025ps から 3.2ps まで 2 倍ごとにプロットしている。カウント数をすべてのグラフについて等しくした状態で、横軸はピークの左側の立ち上がりで合わせた。右のピークともよく合っている。このシミュレーションでは、ピークが二つに分かれることはなかった。

また、attenuation factor と寿命との関係は、グラフ 6.13 のようになった

attenuation factor が 1 になるシフトの量を 28KeV として、実験で求められた attenuation factor は 0.72 であった。attenuation factor から考えて寿命は 1ps ~ 2ps 程度と考えられる。

グラフ 6.12 を見ても 1ps や 2ps の計算値と実験結果のグラフは近いものになっている。

6.4 励起関数測定実験 (エネルギーと反応断面積の関係)

6.4.1 実験の目的

当初の実験計画では、19.5MeV の γ 線を薄膜ターゲット (厚さ $4\mu\text{m}$ の Al 膜に $0.1\mu\text{m}$ の ^{51}V を蒸着したもの) に当てて RDM によって寿命を測定する予定であった。しかし、薄膜ターゲットではドップラーシフトどころか ^{54}Cr からの γ 線も全く見られなかった。バル

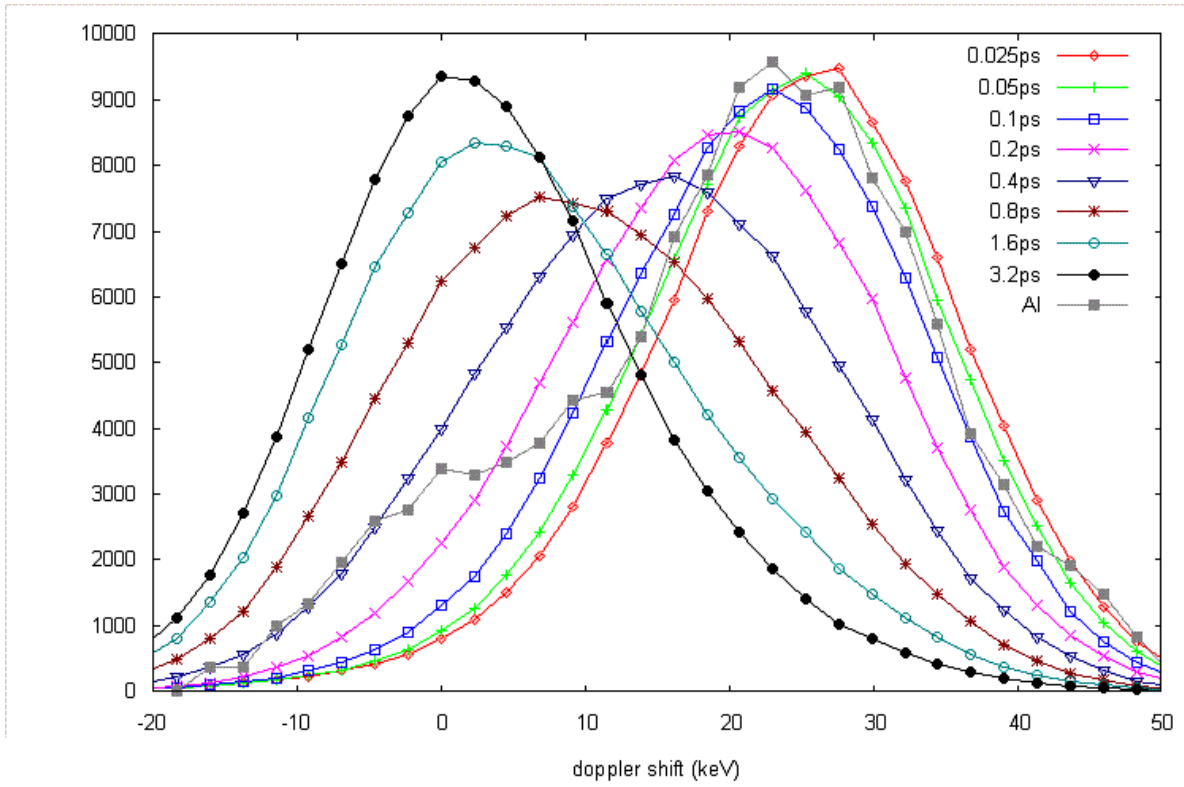


図 6.12: 実際のピークと寿命を仮定したときに予想されるピーク

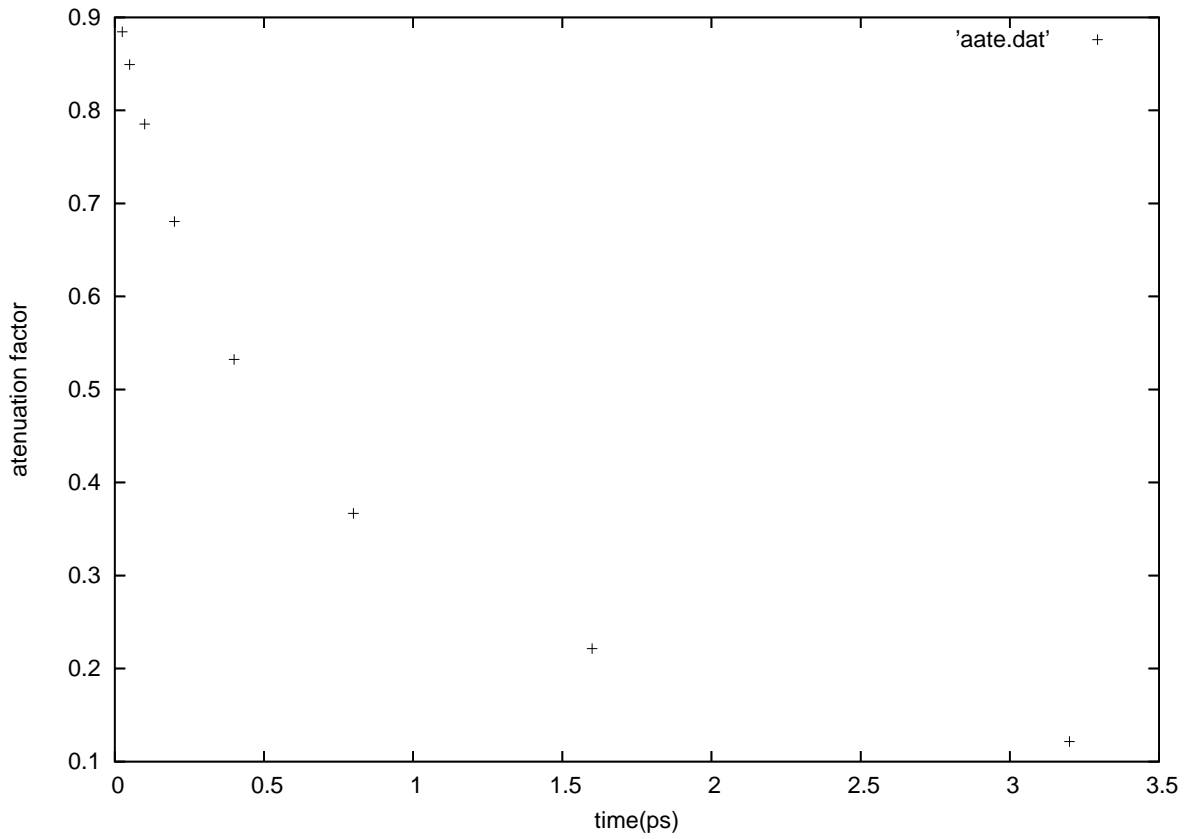


図 6.13: 仮定した寿命と attenuation factor

クターゲットのデータから予想される断面積に基づく計算でもエラーバー以上にピークが見えるはずであるにもかかわらず、見えないということは、19.5MeVでは $^{51}\text{V}(\alpha, p)^{54}\text{Cr}$ 反応の断面積は小さく、もっと小さなエネルギーの領域で反応が起こるのではないかと予想した。そこで、我々は $^{51}\text{V}(\alpha, p)^{54}\text{Cr}$ 反応の入射 α 線エネルギーと反応断面積の関係を求めることにした。

6.4.2 実験の説明

バルクターゲットに、ビームを当てると、ビームが当たった表面付近では飛んできたビームのエネルギーで反応が起こるが、内部に進むにつれてエネルギーを落としてしまうので低いエネルギーで反応する。よって、いくつかのエネルギーで反応率を測定し、それを曲線でフィットしてそれを微分してやればエネルギーと反応断面積の関係が求まることになる。

そこで、タンデム加速器で19.5MeV,15MeV,12MeV,9MeVの4つのエネルギーの α 線を、Ca,V,Crに照射したときの生成核の脱励起 γ 線の数数を数えることで反応率を見積もった。

6.4.3 実験の結果と考察

Ca,Crに α 線を照射したターゲットでは、生成核由来と思われるピークが12MeV,9MeVの実験ではほとんど見られず、また見られるものもピーク自体が小さいため、省略する。結局 $^{51}\text{V}(\alpha, p)^{54}\text{Cr}$ 反応での835KeVの γ 線でのみ励起関数を見積もることが出来た。以下の表にカウント数、時間、ビーム強度と、それから求められる相対反応率(カウント数/時間/ビーム強度)を示す。

エネルギー (MeV)	9	12	15	19
総カウント数	711665	817129	3101750	2942676
時間 (秒)	421.534	434.884	429.120	156.833
ビーム強度 (nA)	6 \pm 1	0.8 \pm 0.2	1.8 \pm 0.5	1.5 \pm 0.2
ピークカウント数	823	973	6285	5297
相対反応率	0.3254	2.795	8.527	22.94

これをグラフにしたものがグラフ6.14である。なお、fit関数はlorentzian $(1/PI)b/(b^2 + (x - a)^2)$ を積分したものである、 $\frac{c}{\pi} \text{Atan}(\frac{a-x}{b})$ を使用した。

このグラフから反応は12~21MeVで起こっていて、断面積が最大になるのは16.8MeVであることがわかる。19.5MeVでも $^{51}\text{V}(\alpha, p)^{54}\text{Cr}$ 反応がかなり起きているはずだということが分かる。ただし、今回測定したのは4点だけであり、誤差を考えれば、特に18MeV以上で断面積が減少しているかどうかははっきりとはいえない。今回の方法でより詳しく励起関数を調べるためには、より多くの数のエネルギー測定点、特に19.5MeV以上の点が必要である。結局、19.5MeVの α 線を薄膜ターゲットに当てたときに $^{54}\text{Cr}^*$ からの γ 線が見られなかった理由は分からなかった。

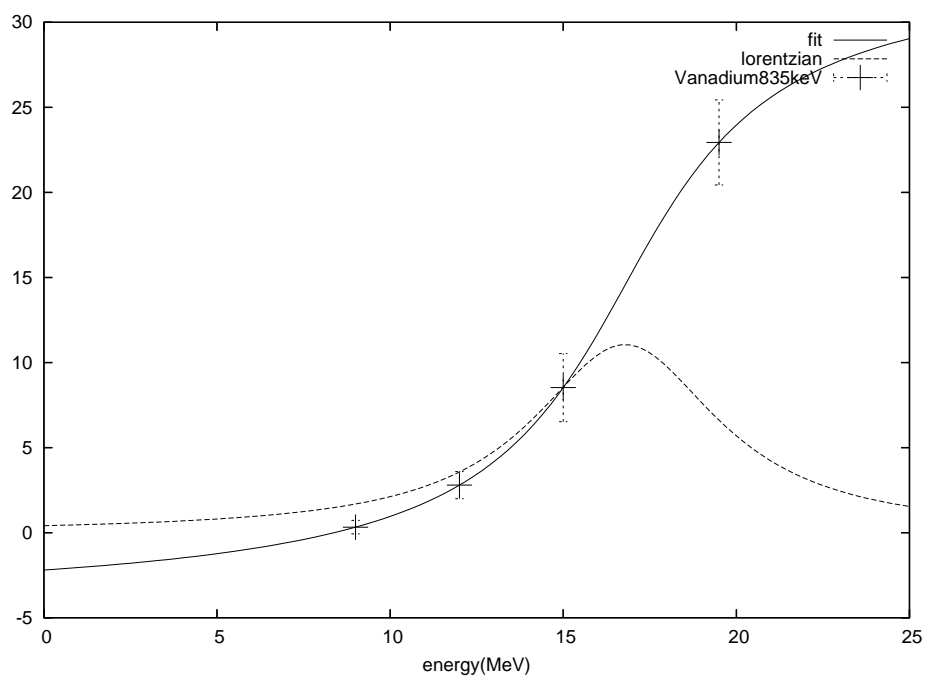


図 6.14: エネルギーと計数率

第7章 結論

考察を通して得た結論
慣性モーメント測定実験では

- 慣性モーメントは角運動量に伴って増加する。
- Er、Cr の変形度 δ は得られず、実験で得られる慣性モーメントは剛体モデルで予想される慣性モーメントの数分の一程度である。
- ρ については Er、Cr ともに角運動量に伴って減少し、Er より Cr のほうが慣性モーメントの増加率は大きい。

ということが分かった。

Q モーメント測定実験では

- RDM を用いた寿命測定において Cr の 2+ 準位の寿命は計測できず、ドップラーシフトも確認できなかった。
- DSAM を用いた寿命測定において Al の 2+ 準位の寿命は 1ps - ps と見積もられた。

励起関数測定実験では、

- ^{54}Cr の 2+ の生成断面積は 16.8MeV にピークを持つ事が分かった。

第8章 次回の実験計画

8.1 新しいターゲットについて

$^{51}\text{V}(\alpha, p)^{54}\text{Cr}^*$ 反応によってできた $^{54}\text{Cr}^*$ の寿命を RDM 法で測定する予定であった。そして、V の Al バッキングの蒸着膜で、 $^{54}\text{Cr}^*$ 由来の γ 線を同定することはできた。

さらに、RDM 法によって寿命を測定するためには、V の蒸着膜と反跳核ストッパーの距離を正確に出す器具が必要になる。まず、図 8.1, 8.2 を制作した。これは、 $60\mu\text{m}$ の段差のあるストッパーに蒸着膜を裏向きに貼り付けることで、ターゲットとストッパーを短い距離におき、ビーム位置を上下することで距離も変更できることをねらっていた。しかし、このターゲットでは 15MeV の α を入射したときに見たい 835keV の γ 線のピークは見たもののドップラーシフトは見る事が出来なかった。対照実験として距離 0 と距離 ∞ のものも実験していれば、蒸着膜の状態を推定することができたのだが、ターゲットを取り付けるスペースの都合上できなかった。

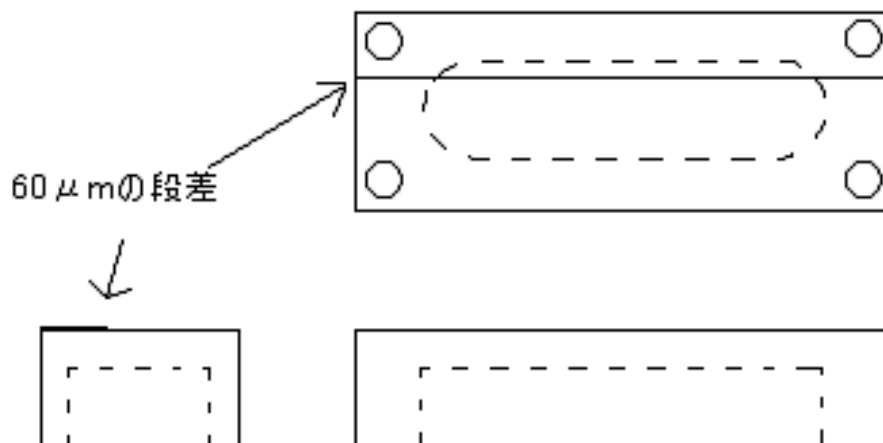


図 8.1: 最初のターゲット

図 8.3 は、ストッパーの下から 5mm のところにビームを当てたものである。このときうまく蒸着膜が張れていればターゲットストッパー間は $30\mu\text{m}$ になるはずである。 835keV のピークを見ると、バルクターゲットとほとんど同じ位置にあり、ピークの形も変わらない。ドップラーシフトが見えない原因は蒸着膜とストッパーの距離が 0 になっていると考えて、新しいターゲットとストッパーを設計した。また、蒸着膜のバッキングホイルに Au を使う予定である。

新しいターゲットは蒸着膜をテフロンの輪または枠で、真鍮ストッパーに押しつけるのが特徴である。

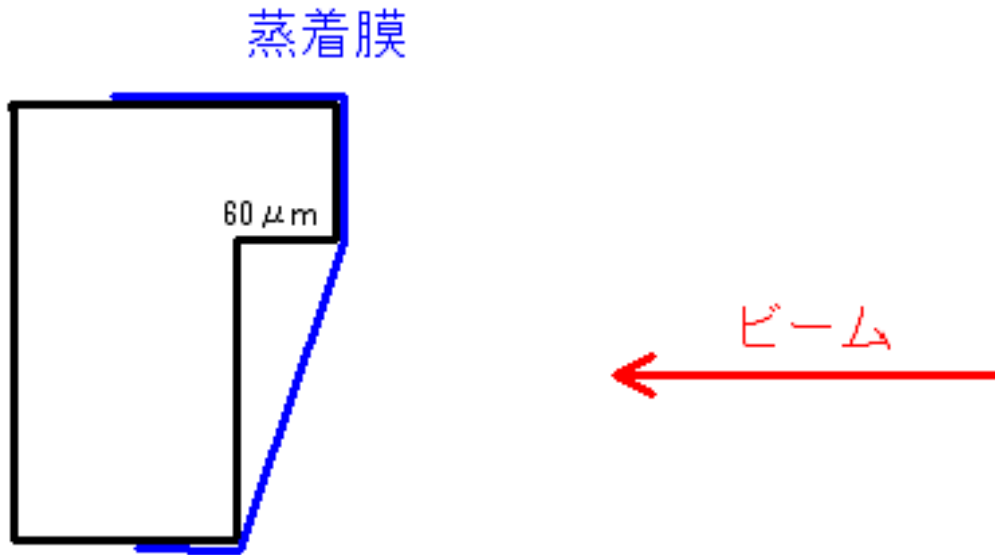


図 8.2: 最初のターゲット横から見た図

8.2 次の実験について

次回の実験では、新しいストッパーと、Au バッキングの V 蒸着膜を使う。

そのほか、対照実験用に Au のみの (V を蒸着していない) ターゲット、蒸着膜のみで V を蒸着した側をビームに向けたものと逆にしたもの (これらはそれぞれターゲットとストッパーが 0 距離、 ∞ 距離のものに相当する) を使用する。この 4 つから 835keV の γ 線を出す順位の寿命を RDM で寿命を求めることができる

また、より短い寿命のものは DSAM を用いて寿命を求めることができる。膜を使っているので反応しているエネルギーを一定値と考えることができる点が前回の実験より有利になる。

また、ストッパーの厚みのため 線の計数が減ることを軽減し、シフトを見やすくするため (エネルギーが低いほうにシフトする) に検出器をビームラインから 135 度方向に配置する。

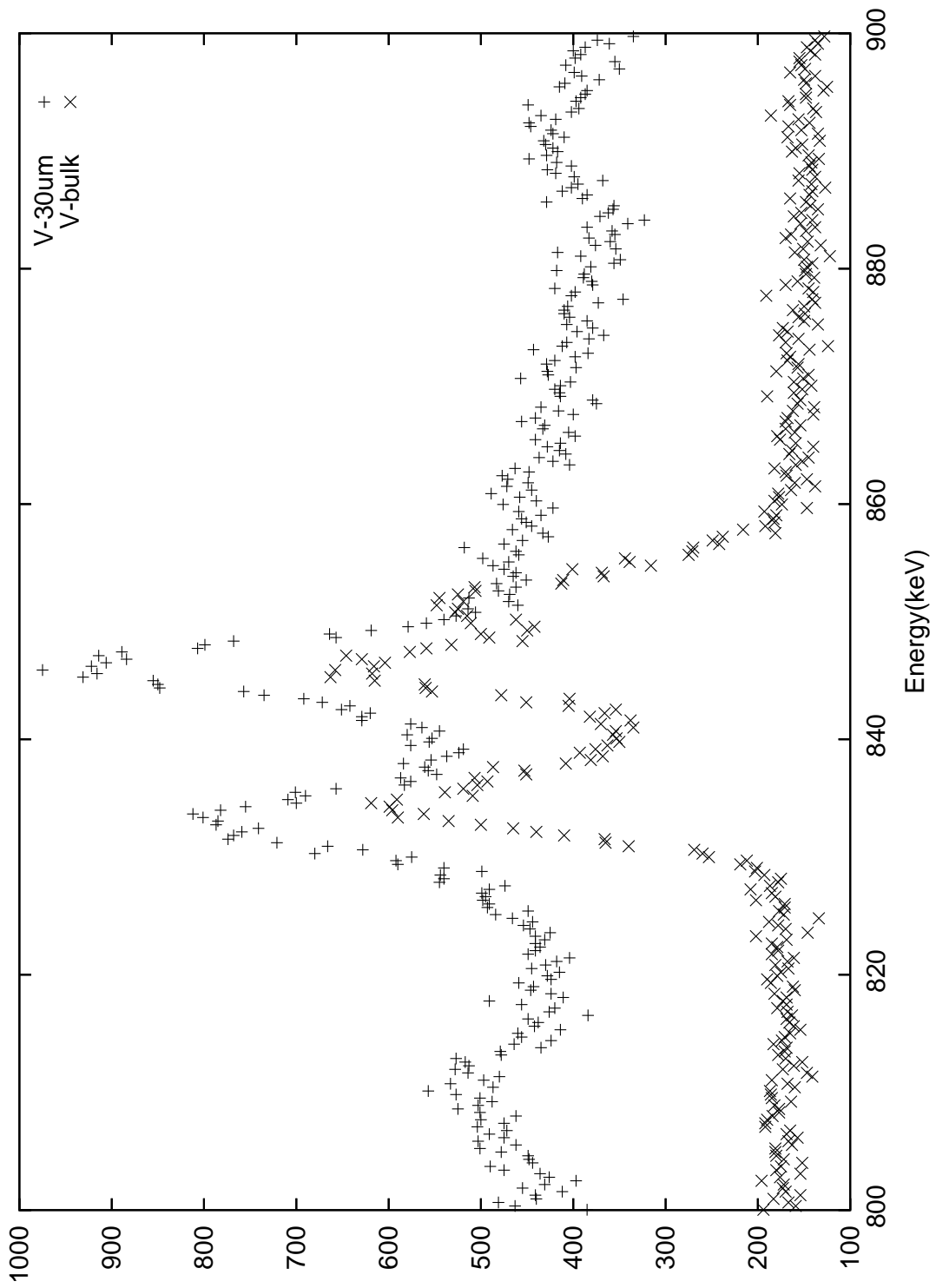


図 8.3: V バルクターゲットとの比較 縦軸はカウント数

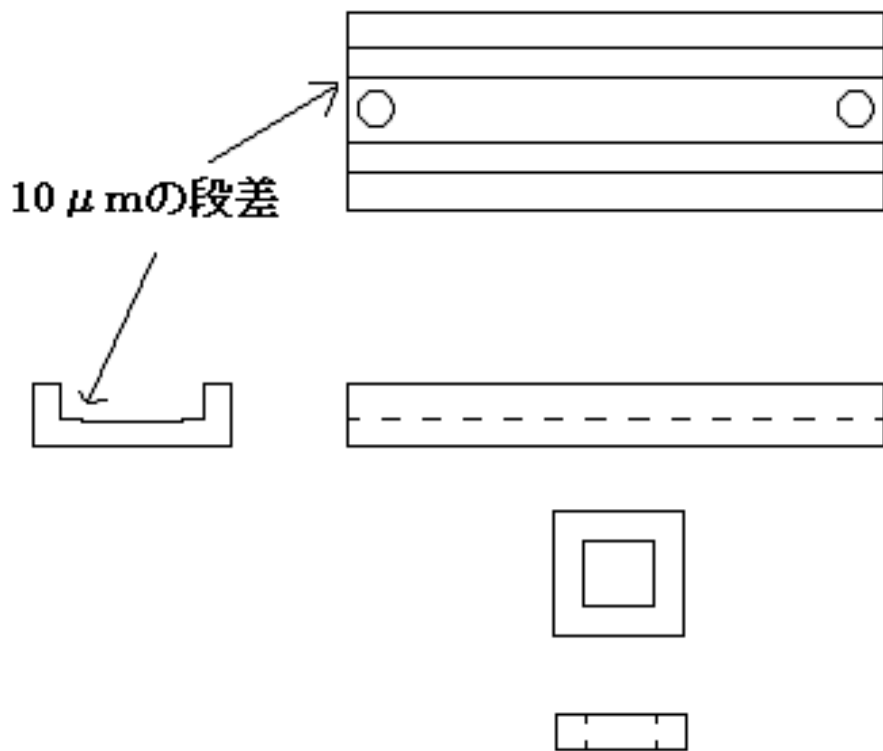


図 8.4: 改良ターゲット 1

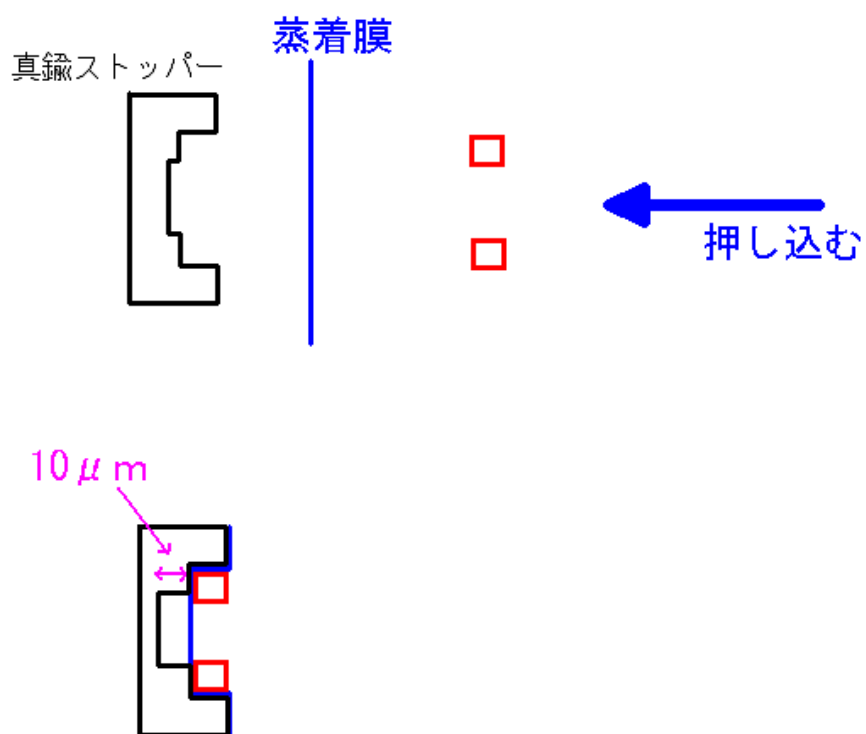


図 8.5: 改良ターゲット 1 横から

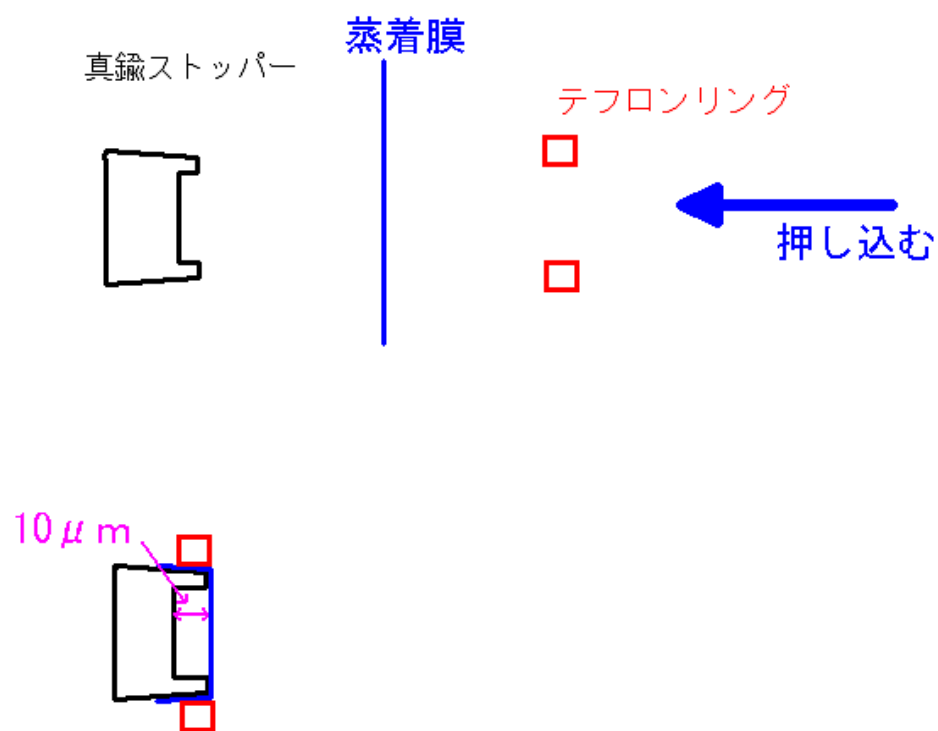


図 8.6: 改良ターゲット2 横から

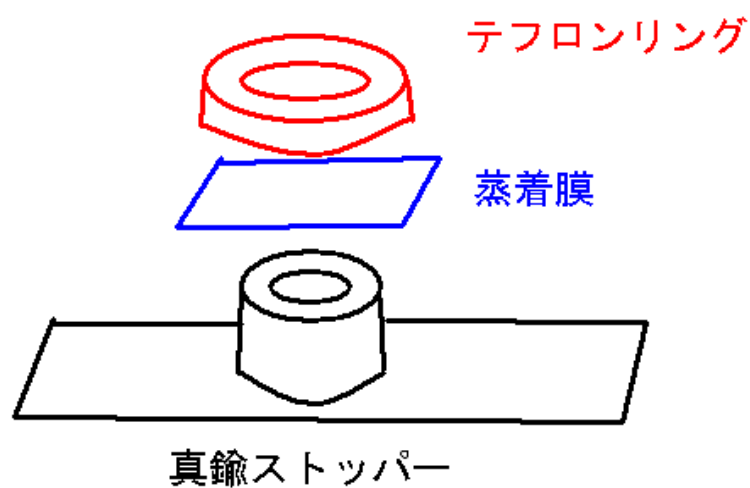


図 8.7: 改良ターゲット2

謝辞

本実験においては、P3の実験担当教官である今井教授、舟橋講師、理論担当教官である堀内教授、藤原講師、巽助手、散乱断面積の論文を下さった坂口助教授、PIN Photo Diodeを下さった和歌山医科大学の中村教授、蒸着でお世話になった京都大学原子炉実験所の日野助教授、北口助手、京都大学タンデム加速器実験棟や工場の技官の方々、TAの宮部さん、P3 班のみなさん、2005年度 P3のみなさんその他多くの方々に御助力をいただきました。皆様の御厚情に深く感謝致します。

参考文献

- [1] 杉本健三 村岡光男, "原子核物理学,"
- [2] Vogt, "Advances in Nuclear Physics 10," 寿命測定の部分
- [3] B. ポッフ K. リーツ C. ショルツ F. サッチャ, "素粒子・原子核物理入門,"