卒業論文

^{60}Co線源を用いたγ線分光
―角相関と偏光の測定―

東北大学理学部素粒子・核物理学講座
白鳥　昂太郎

平成 17 年 4 月 7 日

目 次

第1章　序論

1.1　ハイパー核γ線分光

原子核は陽子と中性子からなり、複数の陽子、中性子で構成された原子核ではパウリの排他律の効果によって、その内部の深い軌道の情報を得ることが難しい。そこで新たな量子数としてストレンジネスを持つΛ粒子やΣ粒子を原子核内に入れると、これらは陽子や中性子とは別の粒子なので、原子核の深部の軌道に到達出来る。したがって、パウリの排他律を受けることなく原子核の深い軌道の情報を得ることが出来るのである。ストレンジネスを持った粒子を含んだ原子核をハイパー核と言い、ハイパー核を用いることで、これまでの陽子や中性子のみの相互作用、核子-核子間相互作用 (NN 相互作用) を、ΛN 相互作用や$\Lambda\Lambda$相互作用のようなハドロン-ハドロン間相互作用に拡張して研究することが可能になったのである。

ハイパー核の研究において、磁気スペクトルメータを用いた散乱実験が盛んに行われており、様々なハイパー核について重要なデータが提供されている。しかし、磁気スペクトロメータではエネルギー分解能が最良でも数百 keV〜1MeV FWHM に制限されてしまい、核の詳細な構造を研究するには至ってはいない。核の微細な構造、特にスピン-スピン相互作用や起動角運動量-スピン相互作用 (LS 力) を測定するには、励起状態から放出されるγ線のエネルギーを数 keV〜数十 keV FWHM の分解能で測定する必要があり、これを達成するには Ge 検出器を用いるしかなかった。

こういった要請を満たすために、磁気スペクトロメータを用いた高計数率の条件下で、Ge 検出器を組み合わせて使用する方法が近年の技術の発展により開発され、ハイパー核の微細な構造を測定することが可能になったのである。開発された Ge 検出器群 (Hyperball) を磁気スペクトロメータと相補的に用いることで、ハイパー核の励起状態から放出されるγ線を始めて捉える事に成功し、現在まで様々なΛN 間相互作用の情報を得るに至っている。

1.2　ハイパー核γ線分光の今後

ハイパー核γ線分光は今後、J-PARC の大強度陽子加速器 (50GeV シンクロトロン) の完成によってさらなる発展が期待されている。ハイパー核の研究では主に (K^-, π^-) 反応や (π^+, K^+) 反応が用いられており、入射粒子として用いられているπ中間子やK中間子は2次ビームである。これまでの加速器ではこれらのビーム強度がハイパー核実験に対してまだ十分でなく、一つの核を研究するのに多くの時間がかかり、データも統計性が良くはなかった。そのためγ線分光においては、現段階ではエネルギースペクトルを得て、そこからドップラー

シフト法で求めた励起状態の寿命から、遷移の際に放出される γ 線のスピンパリティを決定するという方法でしか、ハイパー核のレベルスキームの構成が出来ず、得られる情報が限られていた。一方で新たに進められている $(e, e'K^+)$ 反応を用いた分光では、これまでよりも一桁以上も多くハイパー核が生成出来るが、散乱電子による background が膨大になるため Ge 検出器群 (Hyperball) を用いての実験が非常に困難である。よって、大強度の 2 次粒子ビームが必要とされており、J-PARC で可能となるビーム条件によって、従来のエネルギースペクトルの測定に加え、$\gamma\gamma$ 角相関や偏光の測定など、ハイパー核のレベルスキームにおけるスピンパリティの決定に欠かせないような、非常に多くの情報を得られる幅広い実験が可能となるのである。

1.3 実験の目的

将来的にハイパー核 γ 線分光では、大強度ビームを用いることでさらに幅広い実験方法が可能となる。特に、一つの目標としているハイパー核のレベルスキームの構成では、励起状態の遷移の際に放出される γ 線のエネルギーの他にスピンパリティの情報を知ることが必要である。その方法として、一般的な原子核の実験において角相関と偏光の測定というものがある。これらは γ 線分光において非常に重要な方法であるとともに、ハイパー核 γ 線分光においても有効な方法であると期待できる。よって、今実験では、角相関と偏光の測定を行い、その原理や測定方法を学ぶという目的を立てて実験を行った。

第2章　原理

2.1　多重極放射

2.1.1　光子の固有スピン

電磁波は $\vec{E}$、$\vec{B}$ のベクトル場で表される。ベクトル $\vec{V}$ を z 軸周りに微小角度 $\delta\theta$ 回転させるオペレーターは

$$R_z = 1 - i\delta\theta \cdot J_z$$

となり、ベクトル $\vec{V}$ の回転の結果から角運動量のオペレーター J_z は

$$J_z = i(\vec{r} \times \vec{\nabla})_z + \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

となる。よって第 2 項がベクトル場のスピン固有値 S であり、

$$\vec{S}^2 = 2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

から $S = 1$ が得られ、電磁場、つまり光子の固有スピンは 1 となる。

2.1.2　多重極放射

原子核がエネルギー E_i、角運動量 $\vec{J_i}$、パリティπ_i の状態 $|\mathrm{i}\rangle$ から、エネルギー E_f、角運動量 $\vec{J_f}$、パリティπ_i の状態 $|\mathrm{f}\rangle$ へ γ 線を放出して遷移したとすると、γ 線のエネルギー E、角運動量 $\vec{\lambda}$、パリティπ は

$$E = E_i - E_f$$

$$\vec{J_i} = \vec{\vec{\lambda}} + \vec{J_f}$$

$$\pi_i \times \pi = \pi_f$$

の関係を満たす。

γ 線が角運動量 λ を運んで遷移が起こる時を、多重極度 λ(multipolarity λ) の遷移と呼び、この時の放射を 2^λ 重極放射という。多重極放射には電気型 Eλ 遷移と磁気型 Mλ 遷移があり、特に λ の変化が 1 でパリティが反転する遷移を E1 遷移 (電気双極子遷移)、λ の変化が 1 でパリティが変わらない遷移を M1 遷

移 (磁気双極子遷移) と呼ぶ。原子核は陽子と中性子からなり、一般に電気双極子を作りにくいが、核の形状によっては E1 遷移も生じる。

状態 $|\mathrm{i}\rangle$ から $|\mathrm{f}\rangle$ へ 2^λ 重極遷移する換算遷移確率は、電磁モーメントオペレーター Q^μ_λ から

$$B(\sigma\lambda; J_i \to J_f) \propto |\langle \mathrm{f}|Q^\mu_\lambda|\mathrm{i}\rangle|^2$$

で表される ($\sigma = \mathrm{E}, \mathrm{M}$)。これは λ が 1 増えるごとに急激に小さくなり、そして M 型の方が E 型よりも遷移確率が小さくなる。また、前述のように原子核が電気双極子を作りにくいという性質から E1 遷移の確率は小さくなっている。したがって、λ の変化が 1 か 2 の遷移が主に起こることになり、原子核における γ 線測定では E2 遷移 (電気四重極遷移) や M1 遷移が重要となってくる。

一般に 2^λ 重極放射のパリティは、電気型 Eλ と磁気型 Mλ でそれぞれ

$$\pi_i \pi_f = (-1)^\lambda$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1}$$

となり、これは遷移前後での原子核の状態のパリティ変化を反映している。

γ 遷移の場合、M1 や E2 遷移などが個別に起こるのではなく、角運動量の変化とパリティの関係から M1 には E2、E2 には M3 遷移が混合するため、Mixing Ratio

$$\delta = \frac{\langle \mathrm{f}||\lambda'||\mathrm{i}\rangle}{\langle \mathrm{f}||\lambda||\mathrm{i}\rangle}$$

を考慮する必要がある。E2 遷移の場合は前述したように M3 遷移が起こりにくいため、遷移の型 E2 を測定するのみであれば無視できるが、M1 遷移の場合は δ が数%のオーダーとなり、その混合を無視できなくなる。よって、特に M1 遷移を測定するときは Mixing Ratio を踏まえる必要がある。

このE型、M型という区別は後述する偏光と関わりがある。

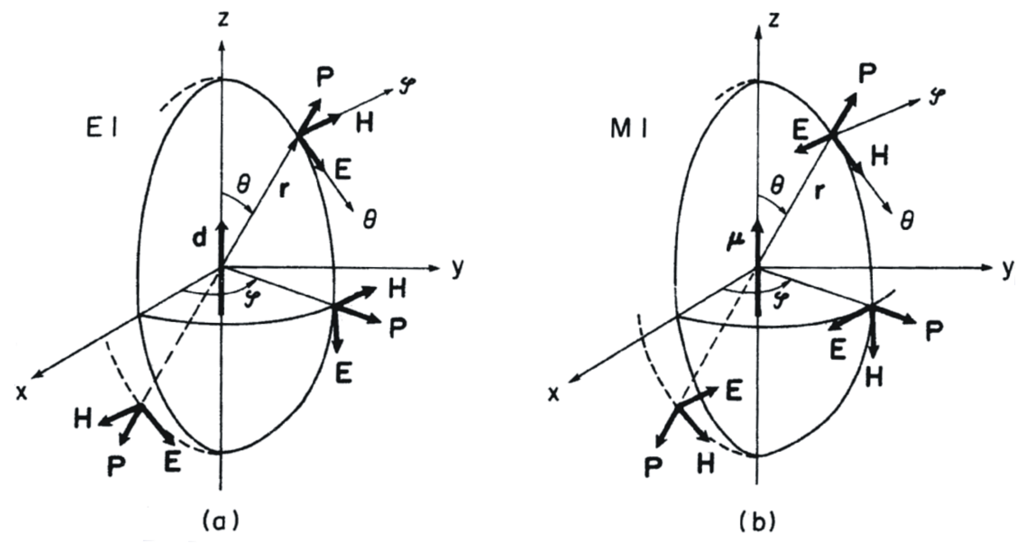


図 2.1: (a) 電気双極子放射　(b) 磁気双極子放射

2.1.3 多重極放射の固有関数

光子の角運動量 J(固有値 λ) の多重極放射の固有関数の角度成分は、軌道角運動量 L と固有スピン S から

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

のように合成される。軌道角運動量 $\vec{L}$ の固有関数は球面調和関数 Y_{lm}、$\vec{S}$ の固有関数は、x, y, z 方向の単位ベクトル $\vec{e_x}, \vec{e_y}, \vec{e_z}$ から定義された球単位ベクトル

$$\vec{\xi_1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e_x} + i\vec{e_y})$$

$$\vec{\xi_0} = \vec{e_z}$$

$$\vec{\xi}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e_x} - i\vec{e_y})$$

となる。

全角運動量 $\vec{J}^2$ の固有値が $\lambda(\lambda+1)$、J_z の固有値が μ、軌道部分 $\vec{L}^2$ の固有値が $l(l+1)$ である固有関数 $\vec{X}_{\lambda l \mu}$ は

$$\vec{X}_{\lambda l \mu} = \sum_m C(\lambda\mu; l\mu - m, 1m) Y_{l\mu-m}\vec{\xi}_m$$

と表せる。($C(JM; J_1m_1, J_2m_2)$ は Clebch-Gordan 係数)

多重極度が λ の時、l のとる値は $\lambda+1, \lambda, \lambda-1$ の 3 つがあるが、Eλ 遷移の $\vec{\mathrm{H}}(\pi(\vec{\mathrm{H}}) = (-1)^\lambda)$ と Mλ 遷移の $\vec{\mathrm{E}}(\pi(\vec{\mathrm{E}}) = (-1)^\lambda)$ のパリティから、電磁場は

$$\vec{\mathrm{E}}(\mathrm{M}\lambda) \propto \vec{X}_{\lambda\lambda\mu}$$

$$\vec{\mathrm{H}}(\mathrm{E}\lambda) \propto \vec{X}_{\lambda\lambda\mu}$$

と書ける。

γ 線の強度の角度分布 $Z_{\lambda\mu}$ は真空中のポインティングベクトル $\vec{\mathrm{S}} = \vec{\mathrm{E}} \times \vec{\mathrm{H}}$ と、電場、磁場の大きさ $|\vec{\mathrm{E}}|^2$、$|\vec{\mathrm{H}}|^2$ から、

$$Z_{\lambda\mu} = |\vec{X}_{\lambda\lambda\mu}|^2$$

となる。

この $Z_{\lambda\mu}$ の性質として

1. 電気放射と磁気放射は multipolarity λ が同じならば、同じ分布となる。
2. 対称性、$Z_{\lambda\mu}(\pi - \theta) = Z_{\lambda\mu}(\theta)$、$Z_{\lambda-\mu}(\theta) = Z_{\lambda\mu}(\theta)$ を持つ。
3. $\mu = \pm 1$ の時を除き $Z_{\lambda\mu}(0) = 0$
4. $\sum_\mu Z_{\lambda\mu} = 1$ となり、始状態に偏りが無ければ、放出される γ 線は等方的に分布する。

がある。特に、3 は次の section の角相関を説明する上で重要な γ 線放射の性質である。

$\lambda = 1, 2$ の時の $Z_{\lambda\mu}$ の形は

$$Z_{10} = |X_{10}|^2 = \frac{3}{8\pi}\sin^2\theta$$

$$Z_{11} = |X_{1\pm1}|^2 = \frac{3}{16\pi}(1+\cos^2\theta)$$

$$Z_{20} = |X_{20}|^2 = \frac{15}{8\pi}\sin^2\theta\cos^2\theta$$

$$Z_{21} = |X_{2\pm1}|^2 = \frac{5}{16\pi}(1-3\cos^2\theta+4\cos^4\theta)$$

$$Z_{22} = |X_{2\pm2}|^2 = \frac{5}{16\pi}(1-\cos^4\theta)$$

となり、図 2.2 のような分布である。

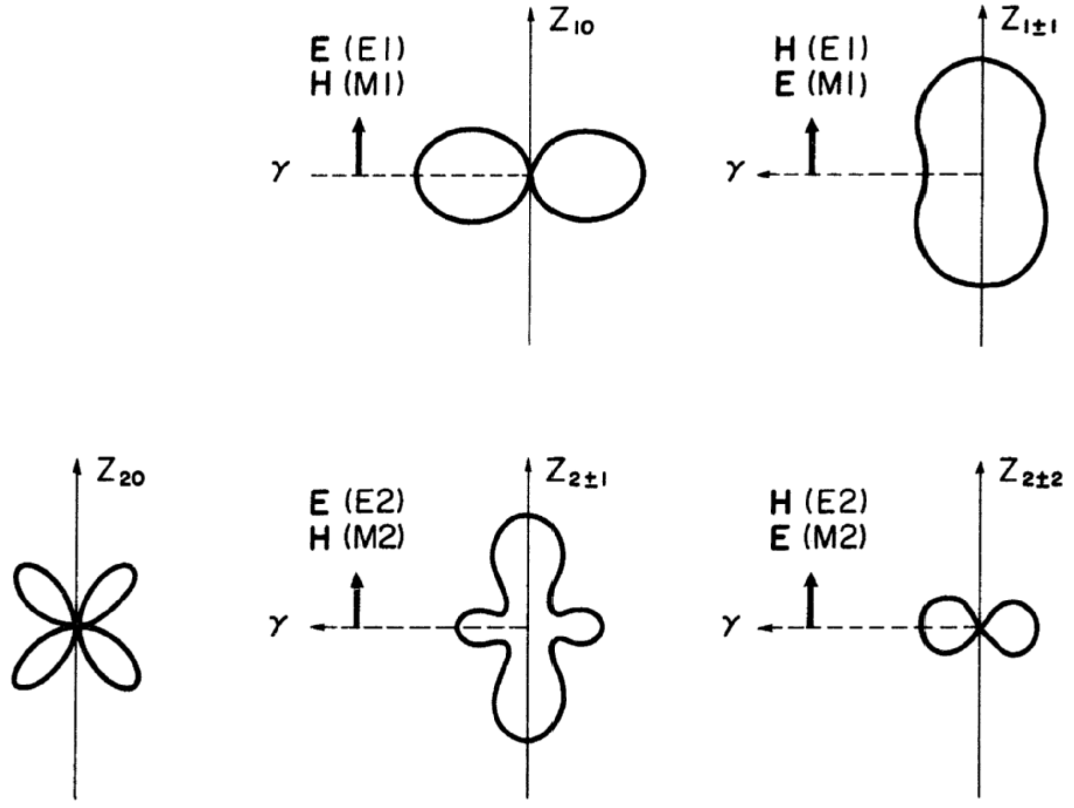


図 2.2: γ 線放射強度の角度分布と電場、磁場の振動方向

2.2 ^{60}Co 線源

^{60}Co は β^- 崩壊をして ^{60}Ni の励起状態に遷移した後、主に 2 つの γ 線を放出して崩壊する。崩壊は角運動量変化が $4^+ \to 2^+ \to 0^+$ で、それぞれの遷移ときに $\lambda = 2$ の 1173keV と 1333keV の γ 線を放出すると知られている。すなわち、2 つの γ 線放出は四重極放射で、両方とも E2 型となっている。

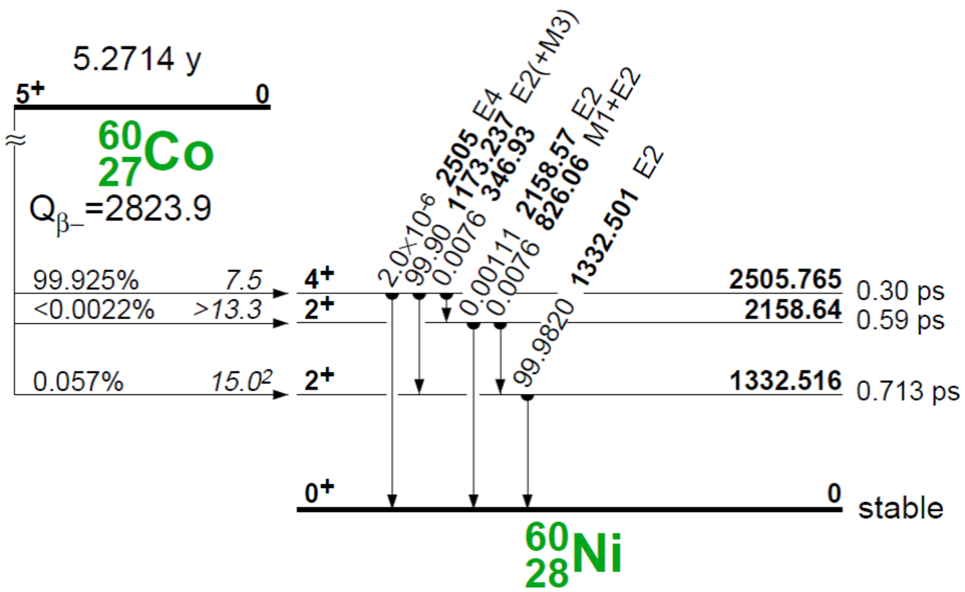


図 2.3: ^{60}Co 線源のレベルスキーム

2.3 角相関

始状態 $|J_i\rangle$ の磁気量子数に偏りがあると、放出される γ 線には角度分布が生じる。状態 $|J_i\rangle$ から状態 $|J_f\rangle$ に multipolarity λ、z 成分 μ の γ 崩壊の遷移率は Clebch-Gordan 係数の 2 乗に比例する。始状態が磁気量子数 m_i の確率 $p(m_i)$ で偏っているとすると、その角度分布 $W(\theta)$ は次のようになる。

$$W(\theta) = \sum_{m_i,\mu} |C(J_i m_i; J_f m_f, \lambda\mu)|^2 p(m_i) Z_{\lambda\mu}(\theta)$$

線源から放出される γ 線は偏りの無い始状態から放出されているので等方的になっている。しかし、$J_f \to J_m \to J_f$ のようなカスケード γ 遷移の場合、放出されたある一方の γ 線を捉えると中間状態が偏るために、放出されたもう一方の γ 線に角度分布が生じるのである。これは、光子が量子化軸として決めた z 軸方向に運ぶ角運動量が $\mu = \pm 1$ と限られるいるためである。この時、中間状態の偏りは Clebch-Gordan 係数を用いて

$$p(m) = |C(J_i m+1; Jm, \lambda 1)|^2 + |C(J_i m-1; Jm, \lambda -1)|^2$$

となる。よって、カスケード γ 遷移を測定することで、その角度分布から遷移過程のスピン変化と γ 線の角運動量を知ることが出来るのである。

今回、測定する ^{60}Co 線源は γ 線を 2 つ放出し、その時の角運動量の変化は $4 \to 2 \to 0$ で、放出される γ 線は multipolarity 2 を持つと知られている。その時の中間状態の偏りは計算すると

$$p(2) : p(1) : p(0) : p(-1) : p(-2) = 1.0 : 1.4 : 1.5 : 1.4 : 1.0$$

となり、角相関は

$$W(\theta) = 1 + 0.1020 P_2(\cos\theta) + 0.00907 P_4(\cos\theta)$$

となり、図 2.4 のような分布となる。また、図 2.5 は偏った磁気量子数ごとの分布である。重み付けされた $Z_{\lambda\mu}(\theta)$ の重ね合わせで角相関が表されている。$A_2 = 0.1020(= \frac{5}{49})$、$A_4 = 0.00907(= \frac{4}{441})$ を角相関係数という。

　ここで、P_2 と P_4 はルジャンドル球関数

$$P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)$$

$$P_4(\cos\theta) = \frac{1}{8}(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$$

である。

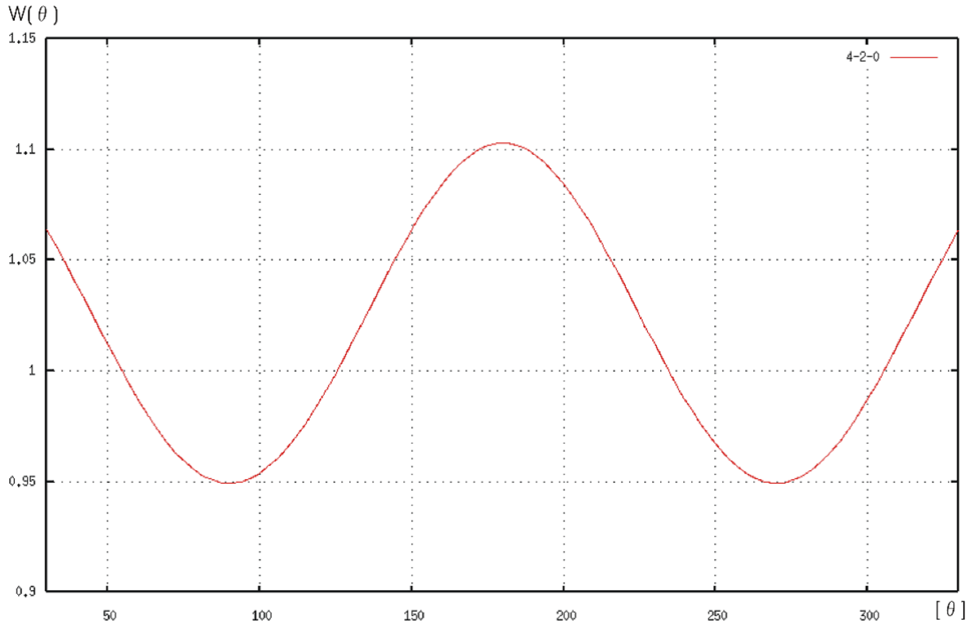


図 2.4: ^{60}Co 線源の 2 つの γ 線の角相関

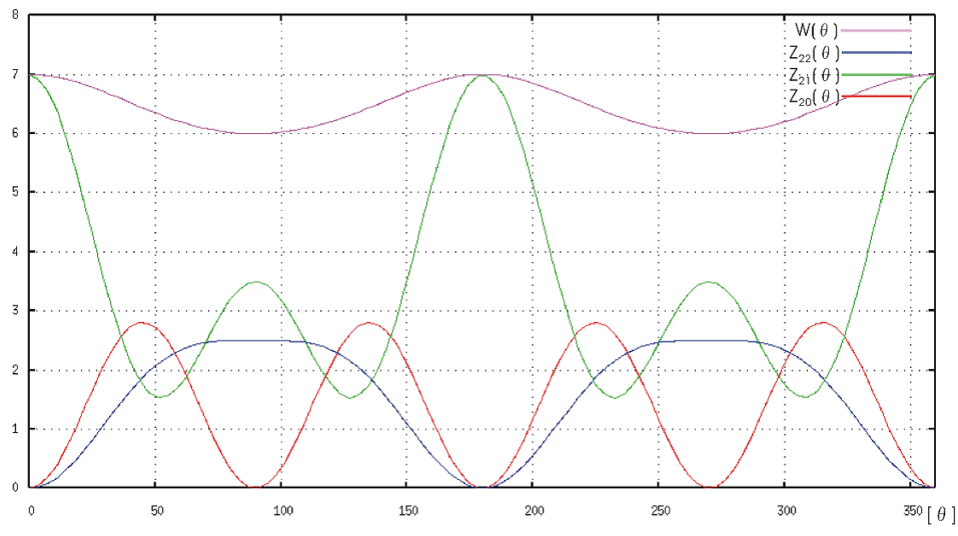


図 2.5: ^{60}Co 線源の角相関と各 $Z_{\lambda\mu}(\theta)$

γ 遷移で放出されるのはほとんどが $\lambda = 1, 2$ の γ 線なので、角度分布の多くは 2 次と 4 次のルジャンドル球関数を用いて表される。相関を見る γ 線の multipolarity が $\lambda = 1$ のときは

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta)$$

$\lambda = 2$ のときは

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta)$$

と表される。角相関係数を A_k とする。

実際の実験では、detector の大きさや efficiency の違いがあるので、角度分布は

$$W_{exp}(\theta) = const \times (1 + A_2^{exp} P_2(\cos\theta))$$

$$W_{exp}(\theta) = const \times (1 + A_2^{exp} P_2(\cos\theta) + A_4^{exp} P_4(\cos\theta))$$

のように変化する。関数形は同じ形になるが、角相関係数が異なってくるので、測定値は実験条件を考慮して修正しなければならない。

2.4 直線偏光

2.4.1 電磁波と偏光

真空中の電磁波は Maxwell 方程式

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = ik\vec{H}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -ik\vec{E}$$

に従い、電場 $\vec{E}$ と磁場 $\vec{H}$ は互いに垂直になっている。伝播方向はポインティングベクトル

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

の向きで、電場と磁場はこの方向に垂直に振動しながら進んでいる。

例えば、電気双極子が放出する電磁波の電場成分は、双極子の向きを z 軸方向としたとき、その振動方向に平行となっている。よって、電気双極子の向きが偏っている場合には、そこから放出される電磁波は方向が偏った電場成分を持っている。同様に、磁気双極子の場合も磁場の振動方向が双極子と平行になっているため、Maxwell 方程式から磁気双極子放射の電場方向は双極子の向きと垂直になっている。このように、ある軸に対して電場と磁場成分が偏っている電磁波を偏光しているという。特に、偏光があるという場合には、電場の振動方向の偏りを基準にしている。

また、偏光は多重極放射の E 型、M 型と関連しており、z 軸を決めたときに電場の振動方向が軸と平行なものは E 型、垂直なものは M 型となっている。

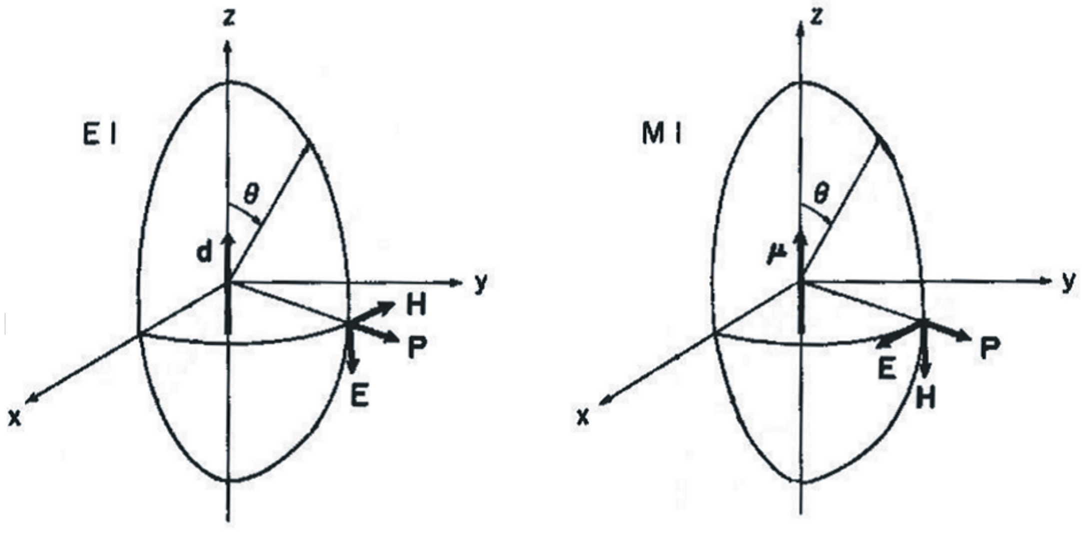


図 2.6: 双極子放射と電場、磁場の振動方向

2.4.2　直線偏光

量子化軸として決めた z 軸方向に対してある角運動量分布を持った原子核から、角運動量固有値が λ、z 成分が μ の γ 線が放出される確率を $a_{\lambda\mu}$ とすると、z 軸と平行な振動方向の電場 (偏光 γ 線) が θ 方向に放出される偏光確率 $P^{\parallel}(\mathrm{E}\lambda)$ は、それぞれの異なる磁気量子数を持った γ 線放射 $Z_{\lambda\mu}(\theta)$ の重ねあわせとなり

$$P^{\parallel}(\mathrm{E}\lambda) = N\sum_{\mu} a_{\lambda\mu} Z_{\lambda\mu}(\theta) P^{\parallel}_{\lambda\mu}(\mathrm{E}\lambda)$$

と表される。N は規格化定数。$P^{\parallel}_{\lambda\mu}(\mathrm{E}\lambda)$ は、Z 軸に対して θ 方向に γ 線が放出される確率で、

$$P^{\parallel}_{\lambda\mu}(\mathrm{E}\lambda) = \frac{\mu^2}{\lambda(\lambda+1)} \frac{|Y_{\lambda\mu}(\theta)|^2}{Z_{\lambda\mu}(\theta)}$$

である。この時、偏光確率は θ とともに増加し $\theta = 90$ °で最大となる。

この時、z 軸と垂直な振動方向の電場が放出される確率 $P^{\perp}(\mathrm{E}\lambda)$ も同様の式で表され、

$$P^{\perp}(\mathrm{E}\lambda) = N\sum_{\mu} a_{\lambda\mu} Z_{\lambda\mu}(\theta) P^{\perp}_{\lambda\mu}(\mathrm{E}\lambda)$$

$$P^{\parallel}(\mathrm{E}\lambda) + P^{\perp}(\mathrm{E}\lambda) = 1$$

である。

$a_{\lambda\mu}$ を用いると角相関が表せ

$$W(\theta) = \sum_{\mu} a_{\lambda\mu} Z_{\lambda\mu}(\theta) = \sum_{k} A_k P_k(\cos\theta)$$

という関係があることが分かる。

この関係を用いると $\theta = 90$ °方向に放出された γ 線に対して、水平、垂直方向の偏光確率の比をとった時に、$a_{\lambda\mu}$ を A_k で表すことができ

$$\frac{P^{\parallel}(\mathrm{E1})}{P^{\perp}(\mathrm{E1})} = \frac{P^{\perp}(\mathrm{M1})}{P^{\parallel}(\mathrm{M1})} = \frac{1 + A_2}{1 - 2A_2}$$

$$\frac{P^{\parallel}(\mathrm{E2})}{P^{\perp}(\mathrm{E2})} = \frac{P^{\perp}(\mathrm{M2})}{P^{\parallel}(\mathrm{M2})} = \frac{1 + A_2 + A_4}{1 - 2A_2 - \frac{A_4}{4}}$$

となる。つまり、角相関係数から、90 °方向に放出された γ 線の偏光確率の比を求めることが出来るのである。

今回測定する $^{60}\mathrm{Co}$ 線源では角相関係数 $A_2 = 0.102(= \frac{5}{49})$、$A_4 = 0.00907(= \frac{4}{441})$ から

$$\frac{P^{\parallel}(\mathrm{E2})}{P^{\perp}(\mathrm{E2})} = \frac{P^{\perp}(\mathrm{M2})}{P^{\parallel}(\mathrm{M2})} = 1.4(= \frac{7}{5})$$

となり、どのくらい E 型、もしくは M 型の確率のほうが大きくなるのかが角相関係数から分かる。

2.5 同時計測と偏光測定

通常、線源はγ線が等方的に放出され、もちろん偏光はない。そのため、偏光を測定するためには何らかの方法でγ線に偏光を生じさせる必要がある。そこで、偏光を生じさせるために角相関の原理を用いることにする。

前述の通り、^{60}Co 線源はカスケード遷移し、1173keV と 1333keV の 2 つのγ線を放出する。この 2 つのγ線の片方を測定すると、中間状態に偏りが生じるので、角相関が生じる。つまりこの時、一方のγ線を捉え、その方向をz軸とすると、原子核の中間状態はz軸に対してスピン分布が生じていることになる。したがって、この分布はz軸に平行なスピン分布を持った原子核のγ線放出と同様であり、この中間状態から 90 °方向に放出されるγ線は図のようにz軸と電場が平行、すなわち偏光をしていることになる。中間状態からのγ線放射 $Z_{\lambda\mu}$ の分布は図 2.7 のようになり、放出γ線の電場の振動方向が偏っている。よって、この偏ったγ線を図のような polarimeter を使ってコンプトン散乱させることにより、偏光を測定することが出来るのである。

また、同時計測を用いても、2 つの detector が 180 °方向にある場合には、偏光は生じない。なぜならば、γ線放射の分布がϕ方向では一様であるからである。

線源を使って偏光を測定するためには、^{60}Co のようなカスケード遷移や、強い磁場を使って原子核にスピン分布を生じさせる必要がある。ビームを用いた実験では、生成された原子核がビーム方向に対してスピン分布を持つので、それを利用して偏光を測定する。

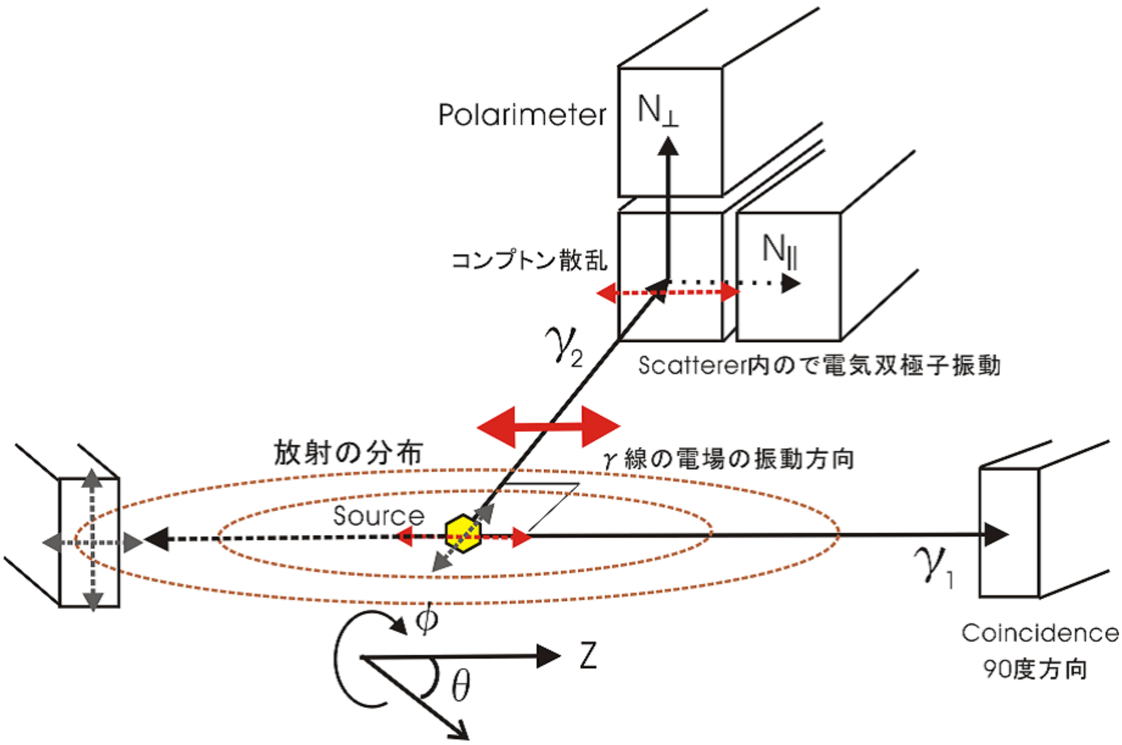


図 2.7: 同時計測と偏光測定

2.6 偏光とコンプトン散乱

偏光の測定にコンプトン散乱を用いるのは、γ 線と電子の散乱断面積の大きさが、入射 γ の電場の振動方向 (偏光) に依存しているためである。光子と電子の微分散乱断面積は Klein-Nishina の式と呼ばれ、偏光した光子に対して

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{E}{E_0}\right)^2\left[\frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} - 2\sin^2\theta\cos^2\phi\right]$$

となる。r_0 は古典電子半径、E_0 と E は散乱前後の光子のエネルギーで

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)}$$

である。光子の入射方向を z 軸、偏光の向き (電場の向き) を x 軸方向とした極座標表示である。θ が光子の散乱角度、ϕ は入射 γ 線と散乱 γ 線がなす面と xz 平面との角度である。

偏光した光子が $\theta = 90$ °に散乱されたとき、$\phi = 0$ °と $\phi = 90$ °での微分断面積が異なり、この方向の散乱で違いが最大となることが分かる。よって、$\phi = 0$ °方向にコンプトン散乱した γ 線の個数 $N_\perp$ と $\phi = 90$ °方向の個数 $N_\parallel$ を比べることで γ 線の偏光を測定することができるのである。図 2.7 のような電場振動の γ 線が散乱される場合には、$N_\perp$ の方が $N_\parallel$ よりも多くなり、この γ 線は E 型となる。

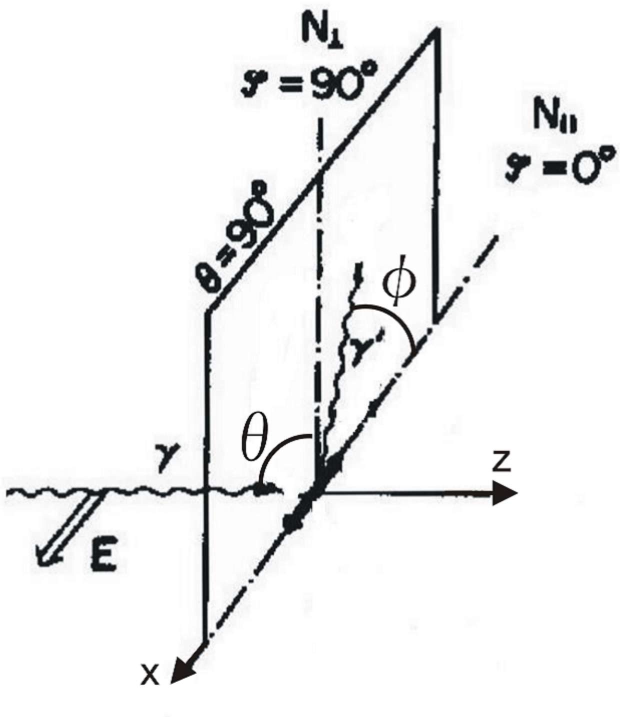


図 2.8: コンプトン散乱の偏光依存

2.7 偏光度

測定には偏光度を用いる。コンプトン散乱後の γ 線が、振動面に垂直な方向に入った個数を $N_\perp$、水平な方向の個数を $N_\parallel$ とすると、偏光度は非対称度 $A = \frac{a(E_\gamma)N_\perp - N_\parallel}{a(E_\gamma)N_\perp + N_\parallel}$ を用いて

$$P = \frac{A}{Q} = \frac{1}{Q}\frac{a(E_\gamma)N_\perp - N_\parallel}{a(E_\gamma)N_\perp + N_\parallel}$$

と表される。γ 線が E 型の時には $P > 0$、M 型の時には $P < 0$ であり、$N_\perp = N_\parallel$ のとき $P = 0$ となる。$a(E_\gamma)$ は測定の際に垂直、水平方向においた detector の固有差や geometry による偏光に起因しない違いを修正する項、Q は polrarimeter sensitivity で、入射 γ 線のエネルギーに依存し、装置の geometry で決まる値である。理想的な polarimeter では sensitivity Q は

$$Q_{pt}(E_\gamma) = \frac{1+\alpha}{1+\alpha+\alpha^2}、\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

となり、実験で用いられる detector に対して Q は

$$Q_{exp}(E_\gamma) = Q_{pt}(E_\gamma)(BE_\gamma + C)$$

と修正される。そのため、未知の γ 線の偏光度の測定の際には Q の較正が必要となる。

今回、測定する ^{60}Co 線源では、1173keV の γ 線の偏光度 P の大きさは前述の $\frac{P^\parallel(\mathrm{E2})}{P^\perp(\mathrm{E2})} = \frac{N_\perp}{N_\parallel} = 1.4(= \frac{7}{5})$(または $\frac{P^\perp(\mathrm{M2})}{P^\parallel(\mathrm{M2})} = \frac{N_\parallel}{N_\perp} = 1.4$) として

$$P = \frac{1.4-1}{1.4+1} = \frac{1}{6} = 0.1667、Q = 0.3848$$

よって、理想的な条件の測定で得られる非対称度 A は

$$A = PQ = 6.41\times10^{-2}$$

となる。

同様に 1333keV の γ 線では

$$P = \frac{1}{6} = 0.1667、Q = 0.3465$$

$$A = PQ = 5.74\times10^{-2}$$

と計算される。

2.8 Polarimeter sensitivity Q

前述した理想状態での Q は、100 %偏光した γ 線について散乱角 $\theta = 90$ °の時に $\phi = 0$ °方向と $\phi = 90$ °方向に散乱された個数から、非対称度 A を計算することで得られる。$\theta = 90$ °の時にコンプトン散乱の式から、$\alpha = \frac{E_0}{m_e c^2}$ として

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1}{1+\frac{E_0}{m_e c^2}\left(1-\cos\frac{\pi}{2}\right)} = \frac{1}{1+\alpha}$$

となり、Klein-Nishina の式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\propto\left(\frac{E}{E_0}+\frac{E_0}{E}-2\mathrm{sin}^2\theta\mathrm{cos}^2\phi\right)$$

より、微分断面積は $\theta=90$ °で

$$\phi=90\ ^\circ\Rightarrow\frac{E}{E_0}+\frac{E_0}{E}=\frac{2+2\alpha+\alpha^2}{1+\alpha}$$

$$\phi=0\ ^\circ\Rightarrow\frac{E}{E_0}+\frac{E_0}{E}-2=\frac{\alpha^2}{1+\alpha}$$

に比例する。おのおのの角度への散乱個数は微分断面積に比例するので

$$N_\perp\propto\frac{2+2\alpha+\alpha^2}{1+\alpha}$$

$$N_\parallel\propto\frac{\alpha^2}{1+\alpha}$$

として、非対称度

$$A=\frac{N_\perp-N_|}{N_\perp+N_|}=\frac{1+\alpha}{1+\alpha+\alpha^2}$$

を得る。これが理想状態の Q であり、定義からも Q が偏光度に対する規格化定数であるということが分かる。完全偏光 (偏光度 $P=1$) であってもコンプトン散乱を用いると、$P<1$ で測定されてしまうので、それを修正する項なのである。

また、大きさがある detector を用いると、入射 γ 線の偏光度が detector に対する立体角の範囲の平均値となってしまうが、この大きさによる効果を実験実験条件から修正した Q の式

$$Q_{exp}(E_\gamma)=Q_{pt}(E_\gamma)(BE_\gamma+C)$$

に押し込めて測定値を評価することも出来のである。

第3章　角相関測定

3.1　測定

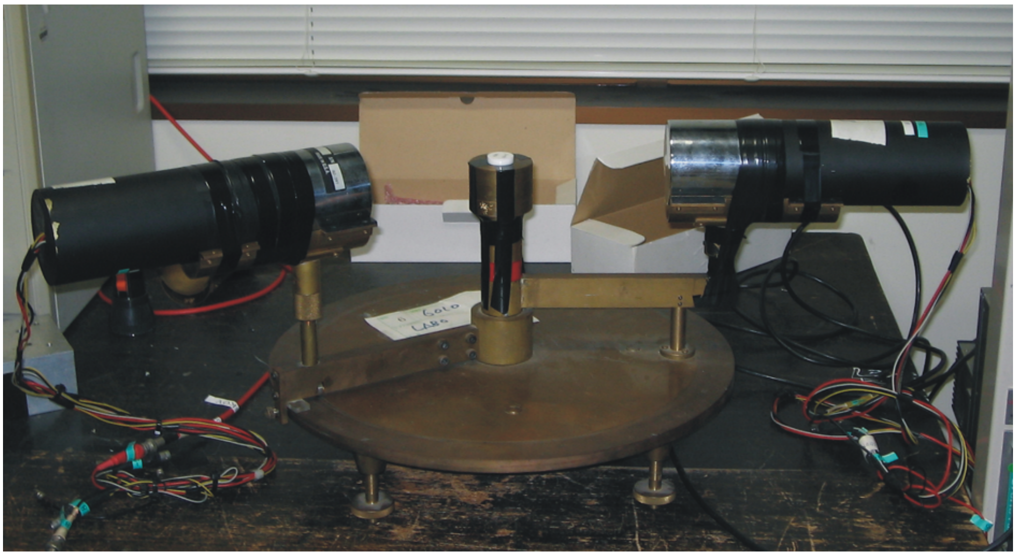


図 3.1: 測定装置

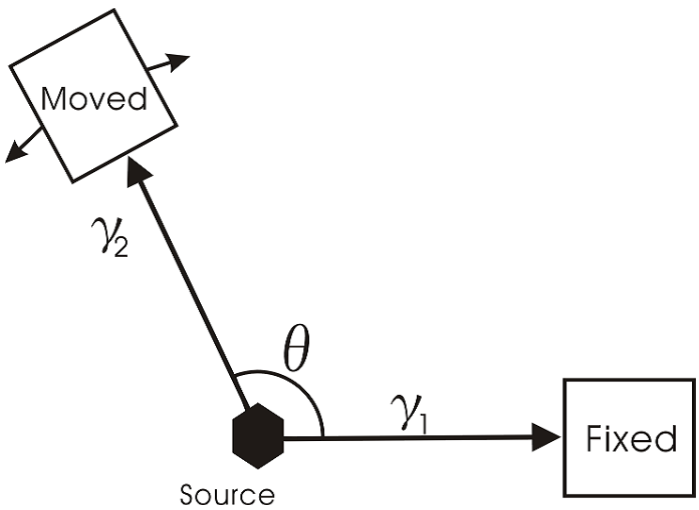


図 3.2: 測定の概要図

１台の NaI シンチレーションカウンターを線源から 15cm の距離に固定し、もう１台を線源から同じく 15cm 離して移動しながら測定し、2 つの NaI で同時計測されたイベントの個数をプロットする。測定角度は 75～285 度の範囲で

15 度ずつ回転させながら測定、計測時間は線源の強さから１つの角度につき 2 時間 (7200sec) とした。各 NaI に対する線源の立体角は全立体角の 1.3 %程度である。

また、2 つの detector が近くなるような小さい角度で測定を行おうとすると、図 3.3 のように両 detector 間でコンプトン散乱による accidental なイベントが多くなった。よって、それを避けるために測定の際はスペクトルの低エネルギー部を大幅にカットするように、Discriminator の V_{th} を高くして実験を行った。V_{th} を図のように高くしても、測定に必要な 2 つのピークには何ら影響しない。V_{th} を上げると図 3.4 のようにコンプトン散乱を同時計測したことによるイベントがなくなった。

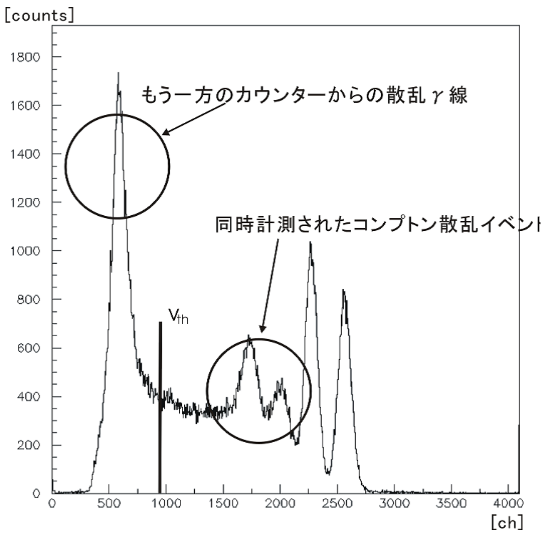


図 3.3: V_{th} を上げる前

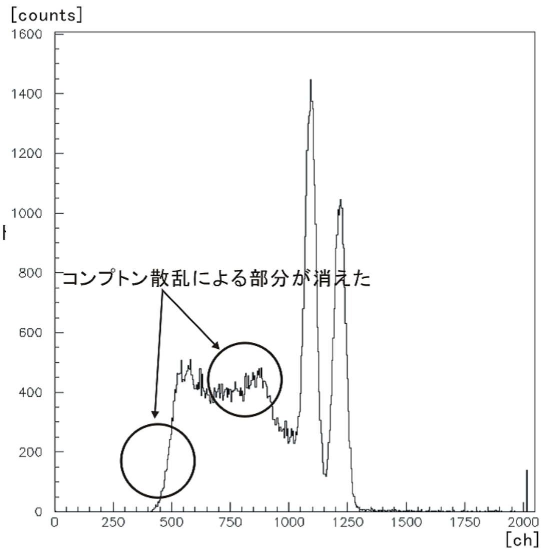


図 3.4: V_{th} を上げた後

得られたデータと表 3.1 に示す各遷移における角相関と比較することで、遷移におけるスピン変化を決定する。多重極遷移の確率より $\lambda = 0, 1, 2$ の変化のみで計算をした。$0 \to 0$ 遷移も確率が低いので無視した。また、基底状態のスピンは遷移後の ^{60}Ni が偶一偶であることから 0 であることが分かる。

表 3.1　スピン変化と角相関

遷移 $(J_i(\lambda_1)J_m(\lambda_2)J_f)$	角相関 $W(\theta)$
4 (2) 2 (2) 0	$1 + \frac{5}{49}P_2(\cos\theta) + \frac{4}{441}P_4(\cos\theta)$
3 (1) 2 (2) 0	$1 - \frac{60}{287}P_2(\cos\theta) - \frac{24}{287}P_4(\cos\theta)$
3 (2) 1 (1) 0	$1 - \frac{1}{14}P_2(\cos\theta)$
2 (1) 1 (1) 0	$1 + \frac{1}{20}P_2(\cos\theta)$
2 (0) 2 (2) 0	$1 - \frac{15}{196}P_2(\cos\theta) + \frac{16}{49}P_4(\cos\theta)$
1 (0) 1 (1) 0	$1 - \frac{1}{4}P_2(\cos\theta)$
0 (2) 2 (2) 0	$1 + \frac{5}{14}P_2(\cos\theta) + \frac{8}{7}P_4(\cos\theta)$
0 (1) 1 (1) 0	$1 - P_2(\cos\theta)$

3.2 結果

測定結果は図 3.5 のようになった。

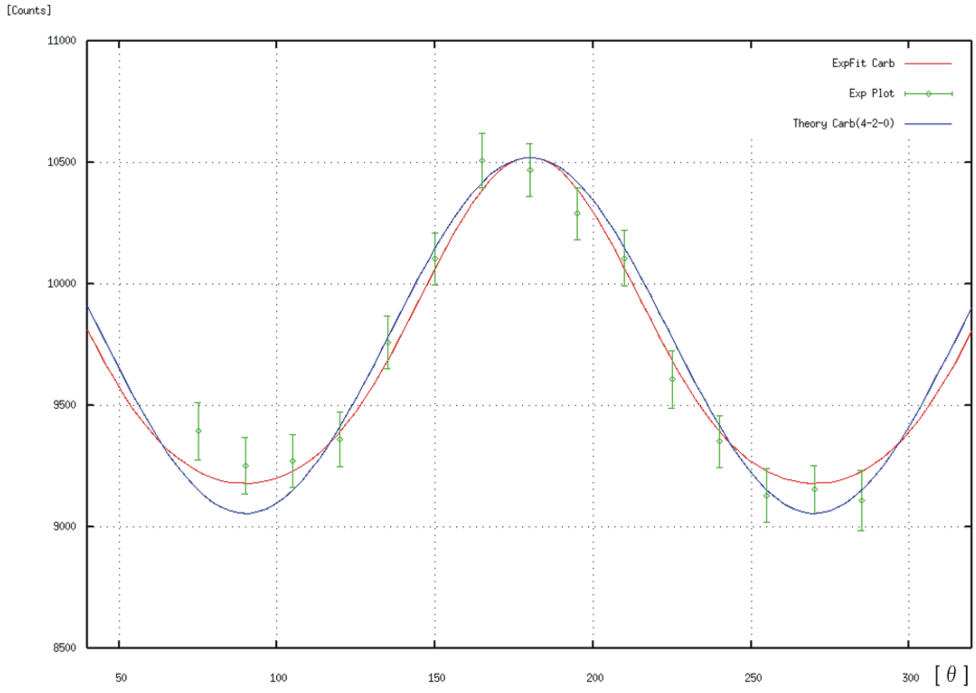


図 3.5: 測定結果と適合する角相関

よって、測定値の関数形は 4 次のルジャンドル球関数を含む形

$$W_{exp}(\theta) = const \times (1 + A_2^{exp} P_2(\cos\theta) + A_4^{exp} P_4(\cos\theta))$$

に対して、角相関係数の値として

$$A_2^{exp} = (8.74 \pm 0.485) \times 10^{-2} \quad (18\sigma)$$

$$A_4^{exp} = (1.61 \pm 0.659) \times 10^{-2} \quad (2.44\sigma)$$

が得られ、データに対する関数形の適合度は χ 二乗検定から判断され

$$\chi_{12}^2 = 10.2 \quad (\chi_{12}^2/f = 0.847)$$

となり、自由度 12 の χ^2 の値の位置は上側 60 %以上部分に含まれる。したがって、実験データと関数の適合は非常に良い。

得られた関数形が 4 次の項を含むということ、角相関係数の 4 次の項の絶対値、A_2、A_4 とも正の値であるということから表 3.1 に照らし合わせて、適合すると考えられる遷移は 4(2)2(2)0 に限られるということが分かる。したがって、detector の大きさによる修正が無くとも、^{60}Co の遷移は $4 \to 2 \to 0$、放出される 2 つの γ 線の multipolarity はともに $\lambda = 2$ となることが分かった。

3.3 解析について

3.3.1 解析方法

解析は片方の detector でカットのかけやすい 1333keV ピークを面積にして 95.5 %の範囲である 2σ で選び、得られたもう一方の detector のピークを Gaussian で fitting して面積を求め、その個数をおのおのの角度でプロットしていくというシンプルな方法である。

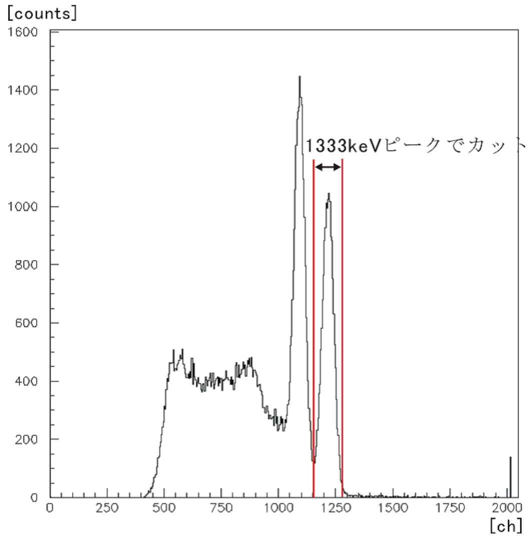


図 3.6: 1333keV をカット

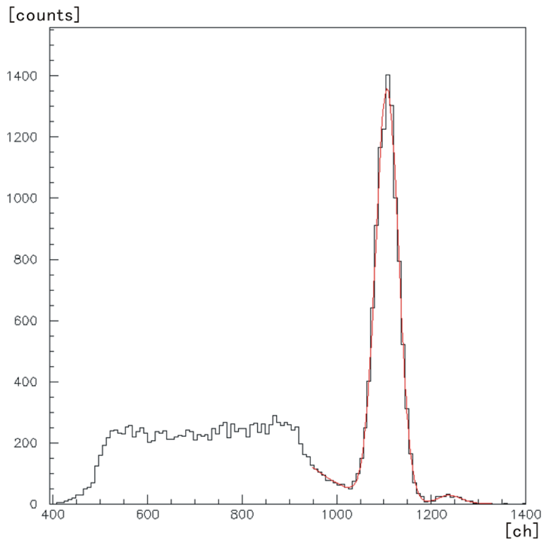


図 3.7: fitting からピーク面積を得る

fitting は Gaussian で行い、面積 S を直接得られるように

$$g(x) = \frac{S}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right]$$

という形にし、fitting に使った全体の関数形は、ピーク面積部にコンプトン部や background 部を足して

$$f(x) = g(x) + g1(x) + g2(x)$$

とした。$g1(x)$ は accidental で残っている 1333keV ピークの Gaussian fit、$g2(x)$ はコンプトン部の傾きを同様に Gaussian で fit して評価した。このような fitting を測定範囲の 75〜285 度の間の 15 点で同じ方法で行い、すべての点において同じ関数形でかつ χ^2 も十分良い値 ($\chi^2 = 0.6$〜0.9) で fitting 出来た。fitting で求めた各点での background の関数の形もまったく同じになっている。図 3.8 がその例である。

プロットした点については、測定時間 t にわずかながら差があるので、その修正を面積に対して単なる時間に比例した数の増加を測定時間の 7200sec を基準として

$$S = S_{exp}\frac{7200}{t}$$

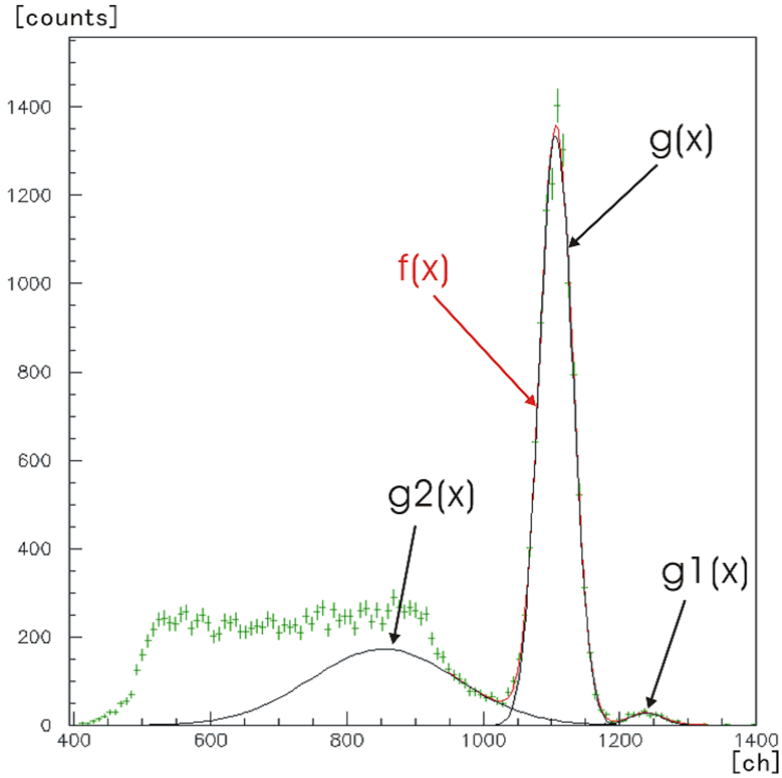


図 3.8: fitting における各関数の位置

とし、統計誤差 σ を $\frac{7200}{t}$ 倍のデータを得たということで、n 倍のデータに対する統計誤差の変換 $\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{n}}$ から実際の誤差の値として

$$\sigma = \sigma_{exp}\sqrt{\frac{7200}{t}}$$

のように修正した。

3.3.2 偶然同時計数

同時計測された event の数というのは真の係数と、偶然同時計数の和である。

$$\mathrm{N} = \mathrm{N}_{\gamma\gamma} + \mathrm{N}_{\mathrm{ch}}$$

線源の強さ N_0、2 つの detector の efficiency を ϵ_1、ϵ_2、立体角を ω_1、ω_2、カスケード崩壊が起きる割合が $k \sim 1$ であるとすると、真の event は

$$\mathrm{N}_{\gamma\gamma} = \mathrm{N}_0 k \epsilon_1 \omega_1 \epsilon_2 \omega_2$$

となる。偶然同時計数は coincidence を取る gate の範囲を τ_0 とすると

$$\mathrm{N}_{\mathrm{ch}} = 2\tau_0 \mathrm{N}_0 \epsilon_1 \omega_1 \mathrm{N}_0 \epsilon_2 \omega_2$$

である。したがって比は

$$\frac{\mathrm{N}_{\mathrm{ch}}}{\mathrm{N}_{\gamma\gamma}} = \frac{2\tau_0}{k}\mathrm{N}_0$$

となる。これは線源の強さに比例する。

今回の条件では $\mathrm{N}_0 \sim 10^5$、$k \sim 1$、$2\tau_0 \sim 10^{-8}$ なので

$$\frac{\mathrm{N_{ch}}}{\mathrm{N}_{\gamma\gamma}} \sim 10^{-3}$$

である。よって、この効果はピーク面積の計数と誤差の割合 $\frac{\mathrm{N_{error}}}{\mathrm{N_{peak}}} \sim 10^{-2}$ よりも十分小さい。解析ではこの効果を無視した。

3.4 考察

測定データは geometry の修正をしてはいないが、$4 \to 2 \to 0$ 遷移の理論値の関数形と非常に良い一致を示した。よって、角相関測定から遷移形を特定することが出来たと考えられる。この後、偏光測定を行うことで、さらにこの遷移であることの裏づけを得られ、そしてパリティ変化も測定出来る。

角相関の測定では ch をエネルギーに較正していないので、測定中の ADC スペクトルの変化を考慮する必要がある。今実験では、最大で ch 幅にして 50ch も移動したものがあった。明らかに detector のゲインシフトが生じているが、V_{th} を上げたことによってピークの位置がカットされることも無く、シフトによって大幅に計数が変わるという明らかな効果があるとは考えられない。しかし、若干の ch 幅の変化があるはずなので、この効果が測定値にどのように影響するのかも正確性を期すためには考慮に入れなければならない。よって、ある角度で恣意的にゲインを変えて同じ時間測定を行い、データが consist であるかどうかを確かめる必要がある。

第4章　偏光測定

4.1　装置

4.1.1　偏光測定用NaIシンチレーションカウンター群

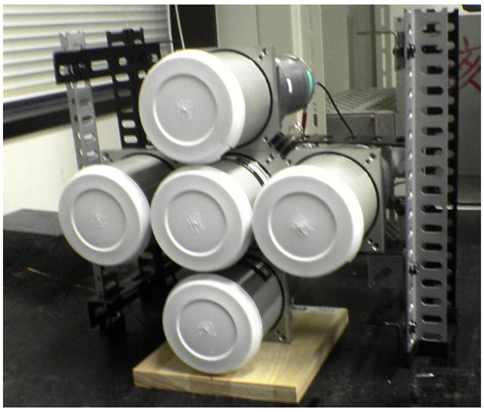


図 4.1: 偏光測定装置 1st

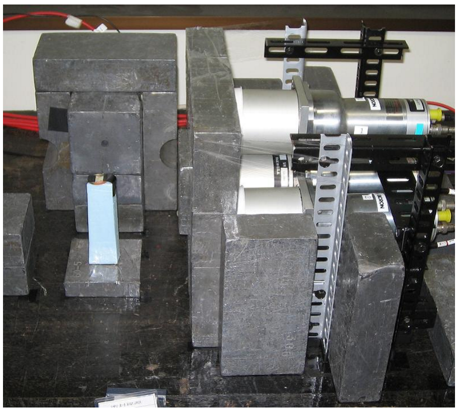


図 4.2: Coincidenceと鉛で囲んだ様子

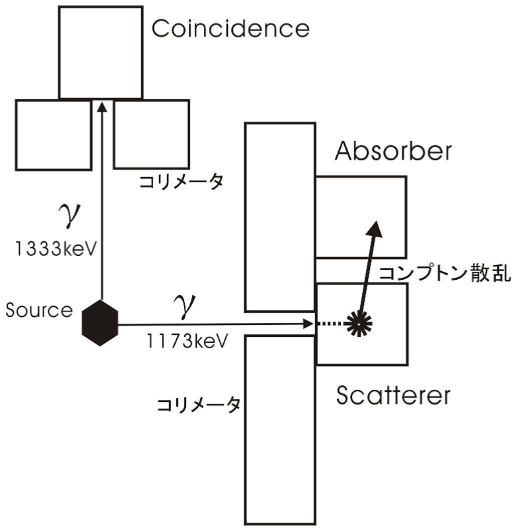


図 4.3: 測定の概要図

中心に ^{60}Co からの γ 線をコンプトン散乱させる「Scatterer」、周囲に散乱 γ 線を吸収する「Absorber P1、P2、P3、P4」を配置。図に対して紙面垂直方向をP1、P3とし、水平方向のP2、P4として、それぞれの方向でAbsorberが吸収した散乱 γ 線の数を比較することで入射 γ 線の偏光度を測定する。^{60}Co

は 1173keV と 1333keV の二つの γ 線を放出し、これらの γ 線は等方的に放出されている。そこで入射 γ 線のエネルギーの選択し、同時に偏光を生じさせるために 90 度方向で γ 線を捉える「Coincidence」を配置し、Scatterer との同時計測を行う。Coincidence は移動可能で、偏光の測定では 90 度、無偏光での各 Absorber の efficiency 測定の時は 180 度に配置する。γ 線は偏光確率、すなわち偏光度 P を大きくし、Absorber に直接 γ 線が入らないようにコリメートして Scatterer と Coincidence に入射させる。また、コリメータの設置は強線源を使用できる条件に抑えるという目的もある。

線源から Scatterer、Coincidence 間の距離は 17cm。立体角はコリメータの直径から約 5.0×10^{-3}[sr] 程度となり。線源の強さは約 2.8M[bq]、コリメータを通した時の single rate は約 3.0×10^{3}[Hz] である。各 Detector の周囲はできる限り鉛で囲み Accidental な Background イベントを排除する。

NaI の場合、分解能 FWHM $\sim$ 80keV だったので Coincidence でのカットは 1173keV しか行えなかった。両方の γ 線でカットするために、次で説明する Ge 検出器を用いた測定装置を構成した。

4.1.2 偏光測定用 Ge 検出器＆NaI シンチレーションカウンター群

NaI シンチレーションカウンター群の Scatterer と Coincidence を Ge に置き換えることで、Coincidence での γ 線エネルギーの選択精度を上げ、^{60}Co の 1173keV と 1333keV の両方のピークを選択できるようにする。そして散乱 γ 線の Resolution を上げ、解析上のスペクトルカットの精度をより高くすることができる。しかし、NaI に比べて相対効率が 60 % (同時計測で 36 %) に落ちるので、測定時間が長くなってしまう。

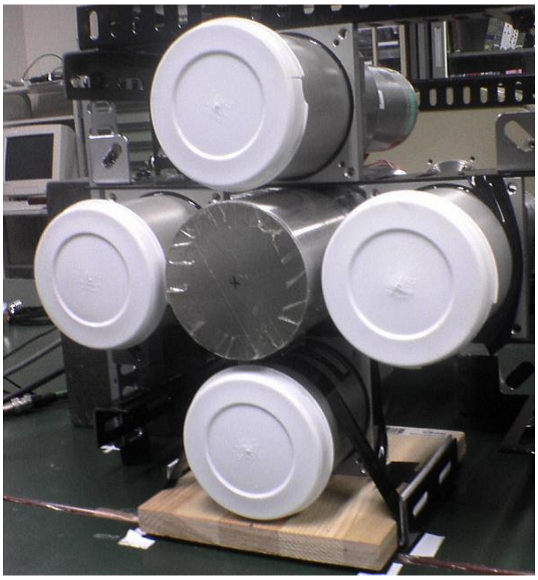


図 4.4: 偏光測定装置 2nd

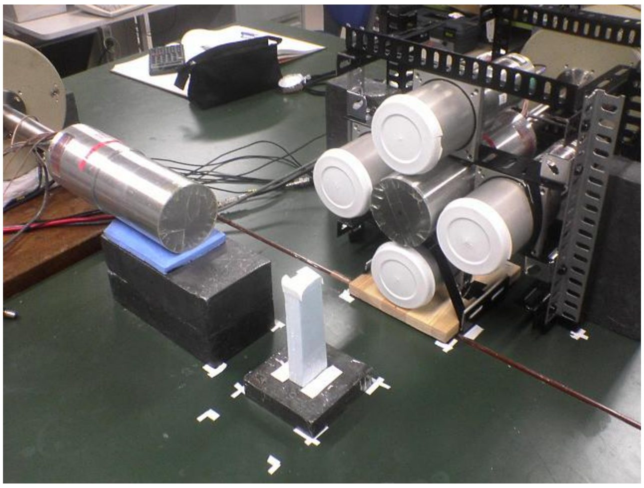


図 4.5: 測定時の配置

4.2 測定回路

データの収集方法は図 4.6 のような回路を用いた。Scatterer と Coincidence で同時計測された event を trigger とし、各種 Gate や Start 信号としている。各 Absorber P1〜P4 は coincidence 回路を通さないで、TDC データからイベントを選択する。測定の際には、コンピューターが busy の時に dead time が発生するので、veto の前後でパルスをスケーラーに通し、数え落したデータが適切であるかどうか確認しながら行う。実際には trigger event の約 2 %が veto された。

また、実際の状況でテストした時に、使用する NaI シンチレーションカウンターが background の低エネルギー γ 線を良く捉え、accidental な event を多くしていたので、それを除外するように Discriminator の V_{th} を高くして実験を行った。しかし、極端に高くしても測定するコンプトン散乱 event も除外してしまう。よって、ADC スペクトルを calibration したデータを踏まえて、低エネルギー側を上手くカット出来るように V_{th} を決定した。Scatterer は散乱 γ 線が残すエネルギーに下限が無いので、background が大きかった 200keV 以下のスペクトルをカットするようにした。このエネルギー以下のコンプトン散乱 γ のイベントもカットしてしまうが、実験の geometry から散乱角が少なくとも 40 度以上になり、残すエネルギーが 400keV 以上なので問題は無い。Absorber は入射する散乱 γ 線が持つ最低エネルギーが約 200keV なので、150keV 以下をカットするようにした。

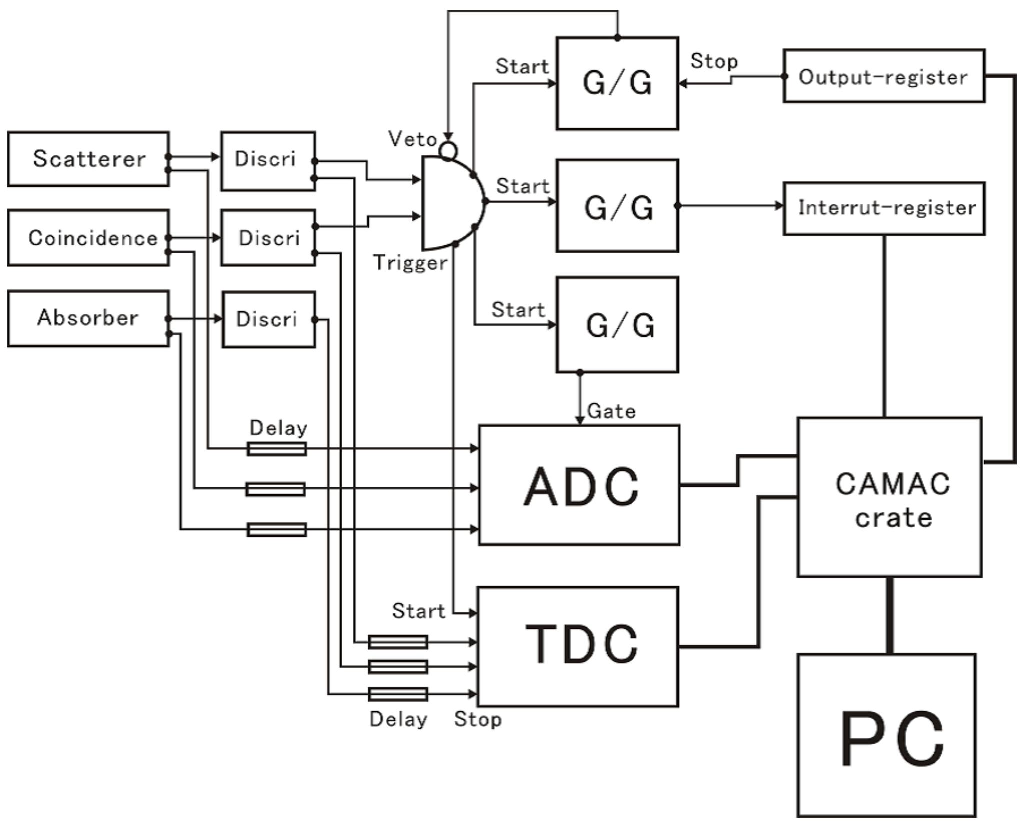


図 4.6: 回路図

4.3　実験方法

Calibration

測定はいくつかに分けて行い、各測定の前後で、^{60}Co、^{137}Cs、^{152}Eu を用いて各 detector の calibration 用データを取った。

90 度方向測定

^{60}Co 線源を 90 度に配置することで偏光が測定できる。まずは Scatterer と Coincidence を 90 度方向に配置して偏光 γ 線の非対称度を測定した。

180 度方向測定

Scatterer と Coincidence を 180 度方向に配置、または同時計測をせずに無偏光 γ 線を測定する。この測定で得られたデータから detector の固有差や geometry に起因する数の違いを修正する。

Ge 検出器を用いた同様の測定

Scatterer と Coincidence を Ge 検出器にした装置を使って、同様の測定を行う。Ge 検出器を使うのは、理論から見積もった非対称度が数%と小さいので、resolution の良い detector を使うことで解析の精度を上げるためである。そして NaI の時と比較して、違った構成でも同様に偏光が得られるかどうかを検証する測定も兼ねている。

コリメータを外しての測定

Ge検出器群を用いた測定に非常に多くの時間がかかったため、コリメータを外した場合の実験を行った。コリメータがある場合、線源の強さ 2.8M[bq] で single rate が ~3000[Hz]、event rate は 2.0[Hz]、ない場合は線源の強さを 0.2M[bq] として、single rate がほぼ同じくらいの ~3000[Hz]、event rate は 14[Hz] となった。また、Absorber に近い側の Scatterer でコンプトン散乱が起こるようになったので、吸収された散乱 γ 線が増加した。

この実験を行う理由はコリメートする場合との違いを比較するためである。

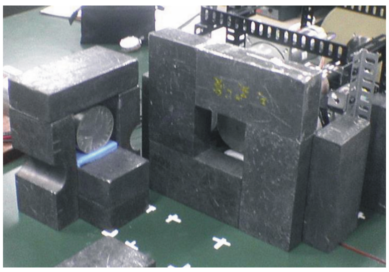


図 4.7: コリメータを外した様子

4.4 解析

4.4.1 各検出器のエネルギー較正

Scatterer と P1〜P4 の ADC データを較正する。NaI シンチレーションカウンター、Ge 検出器ともども同じ方法で較正した。Scatterer は ^{60}Co の 1173、1333keV、^{137}Cs の 661.6keV、^{152}Eu の 244.7、344.3keV を使用、P1〜P4 は ^{137}Cs の 661.6keV、^{152}Eu の 244.7、344.3、778.9、964.1、1086keV を使った。ピークの位置を得る fitting では Gaussian を用い、各線源でのピーク下部にある background は Gaussian および 2 次関数とした。

較正曲線は直線とした。

$$[Energy] = a \times [ch] + b$$

4.4.2 装置 1st(NaI)

Coincidence での 1333keV エネルギーカット

回路上で同時計測された event を trigger にしているので、Coincidence の ADC データで 1333keV のピークを選ぶと、Scatterer の入射 γ 線を 1173keV にすることが出来る。選択範囲は低エネルギー側を 1173keV の重なりを考慮し 2σ、高エネルギー側を 4σ とした。このカット範囲はピークを Gaussian としたときの面積の 97.7 %となる。

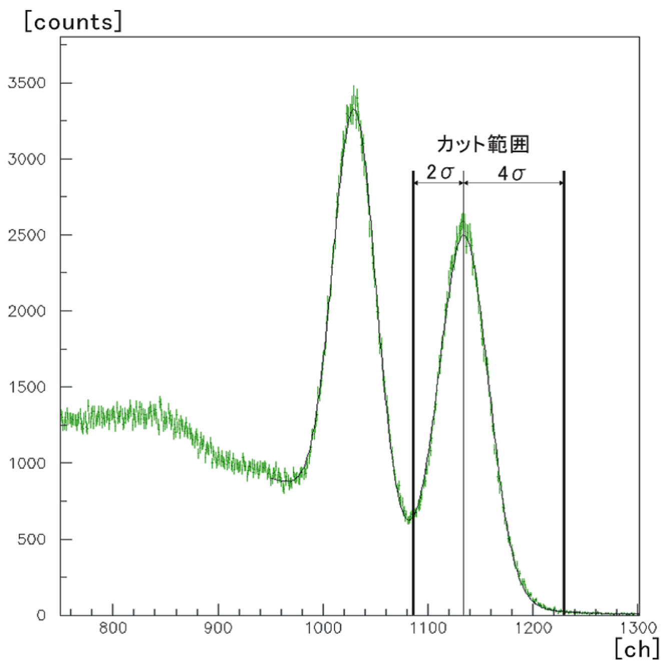


図 4.8: Coincidence でのカット

Scatterer の ADC スペクトルは図 4.9 から図 4.10 のように 1333keV の event が少なくなった。まだ残っているピークは Coincidence のカット範囲にあった accidental や background event によるものである。

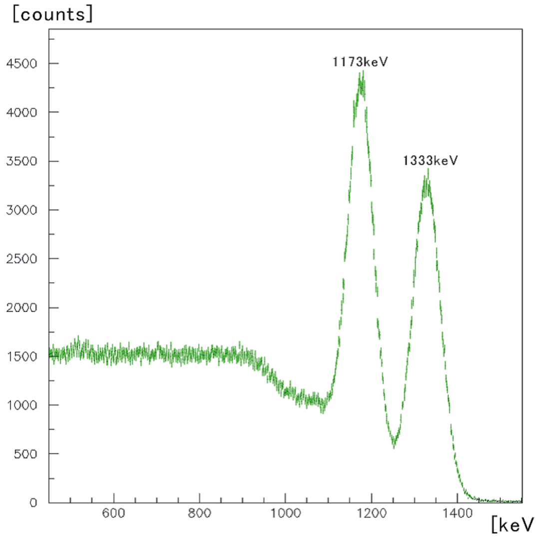


図 4.9: カット前の Scatterer

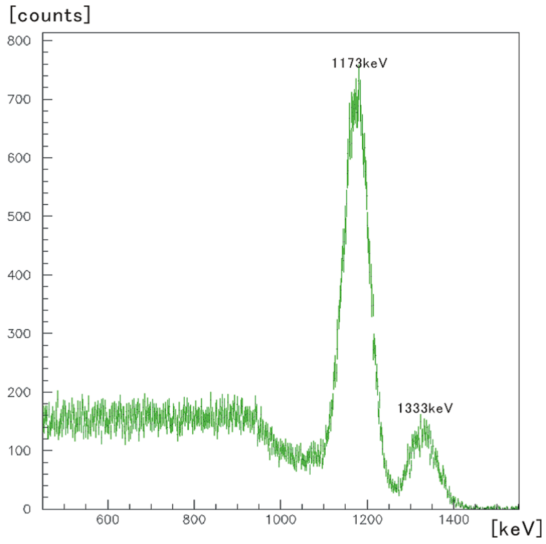


図 4.10: カット後の Scatterer

また、Scatterer や Coincidence の TDC スペクトルを見ると、図 4.11 のように真の同時計測 event の他に accidental な同時計測部分が存在している。よって、解析では真の event 部分を使用するように、図のようなカットをした。

今実験では Scatterer と Coincidence で同時計測された event で trigger をかけているので、図のように TDC スペクトルの真の event 部分にはするどいピークと、時間的に早い左側の方に裾が生じる。TDC は common start 型なので、ピークは Scatterer もしくは Coincidence 自身で start のタイミングが決まったときに、自身で stop 信号をかけたもの、裾は相手の detector で stop 信号がかかったときに生じるものである。

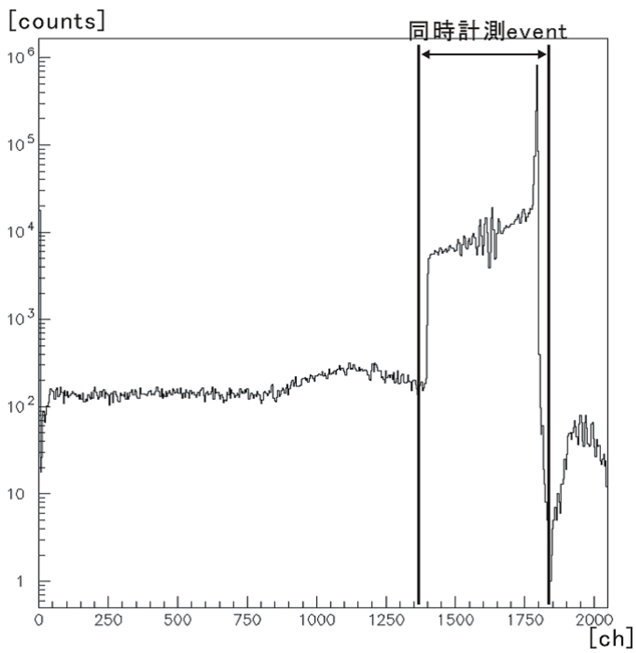


図 4.11: Scatterer と Coincidence の TDC スペクトル

Absorber の TDC カット

入射 γ 線のエネルギーを選択したら、次は散乱 γ 線が Absorber に吸収されたという条件で解析を行う。Absorber の TDC でカットかけることで、この条件が満たされる。

今回は NaI シンチレーションカウンターを使用しているので、どのタイミングで γ 線が吸収されたのかということを知ることは出来ず、また event rate が極端に高いということもないので、Scatterer の散乱後に Absorber に吸収された γ 線は、ほぼすべてコンプトン散乱 γ 線であると考えられる。仮に accidental な event があっても、3 重で同時計測していることになるので、その割合は非常に低い。よって、カット範囲は図の TDC スペクトルの全範囲とした。各 Absorber について同様に全範囲を選んだ。

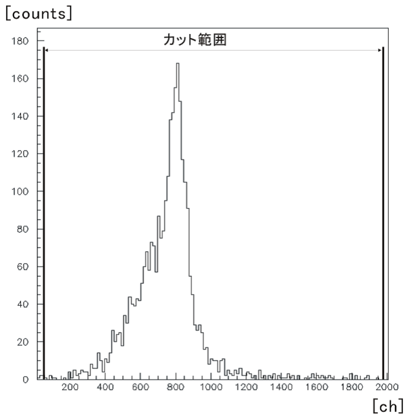


図 4.12: Absorber の TDC スペクトルとカット範囲

Scatterer と Absorber での散乱 γ 線の kinematic カット

NaI の配置から散乱角度は 45～135 度になると見積もられる。よって、Scatterer の ADC スペクトルデータのコンプトン連続部から 45～135 度散乱に対応するエネルギーを選択する。この時、コンプトン散乱の式からエネルギースペクトルを $\cos\theta$ の形に直し、散乱された γ 線が入射した角度に対応する範囲でカットする。この範囲が実際に正確なものであるかは、geometry の測定だけでは分からない。正確なカットを要求するためにはシミュレーションによる散乱角度の検証が必要であろう。

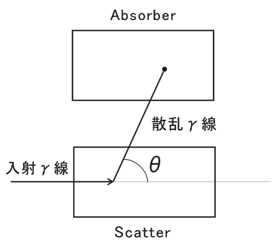


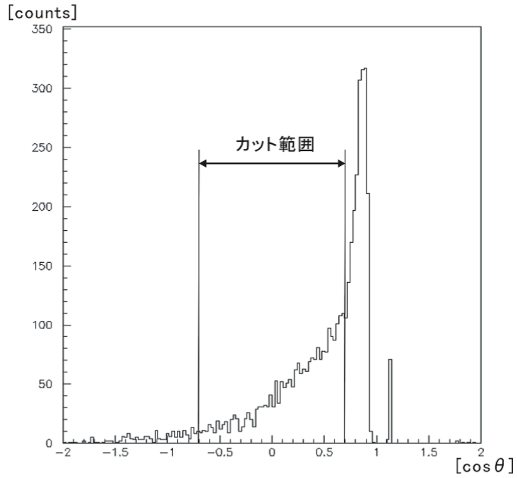
図 4.13: 散乱角度

$\cos\theta$ の式に変換してのカットを kinematic カットという。kinematic カットの変換式は次のようになる。

$$\cos\theta = 1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma} - \frac{m_e c^2}{E_{spectrum}}$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\left(\frac{E_\gamma}{E_{spectrum}} - 1\right)^{-1}$$

Scatterer と Absorber のエネルギースペクトルを変換したものは図のようになる。カット範囲は図の $-0.7 < \theta < 0.7$ の範囲である。



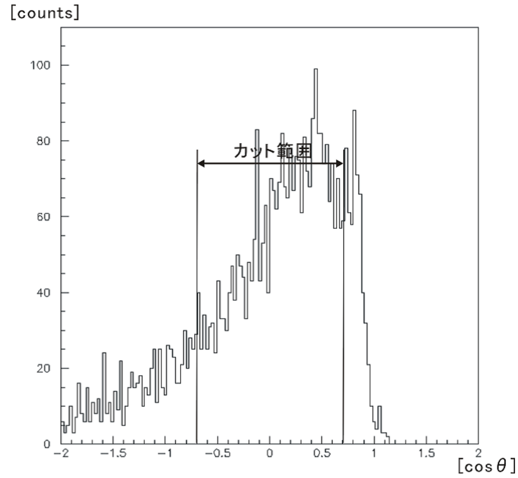


図 4.14: Scatterer の kinematic カット　図 4.15: Absorber の kinematic カット

また、これら 2 つのスペクトルの相関を取ると図 4.14 のようになり、1 対 1 の相関が生じている。これが Scatterer で散乱された γ 線が Absorber で吸収されたもの、つまり計測する event となる。

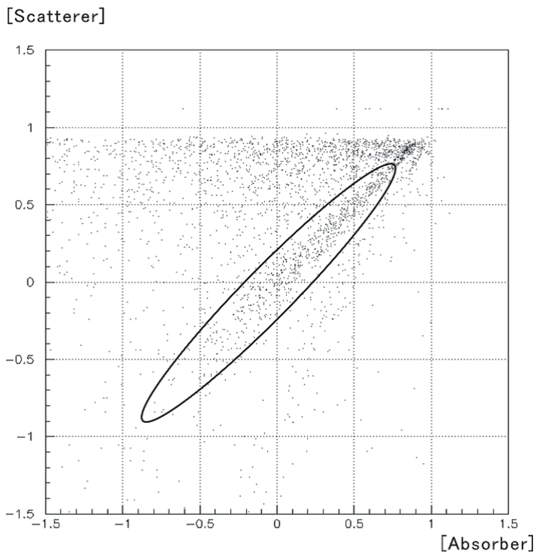


図 4.16: Scatterer VS Absorber

これらのカットを Absorber P1〜P4 全てで行う。

Scatterer と Absorber の垂直方向、水平方向それぞれを足し合わせた時の 1173keV ピークの計数比較

Scatterer と P1〜P4 をそれぞれ event-by-event で足して合わせて、1173keV となるイベントの計数を垂直方向と水平方向で求める。

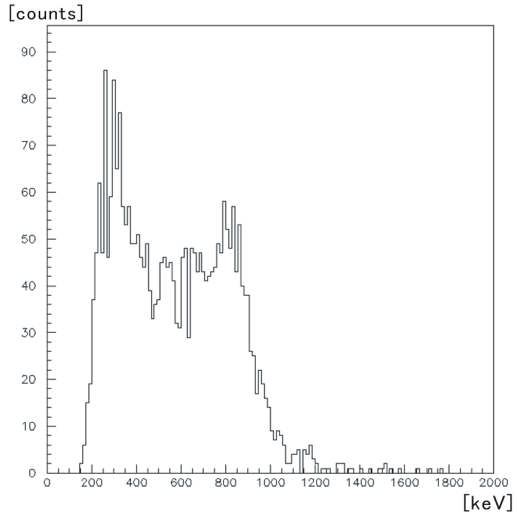


図 4.17: Scatterer のスペクトル

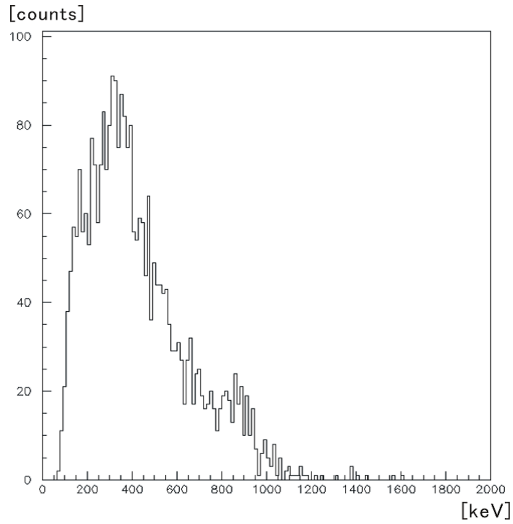


図 4.18: Absorber のスペクトル

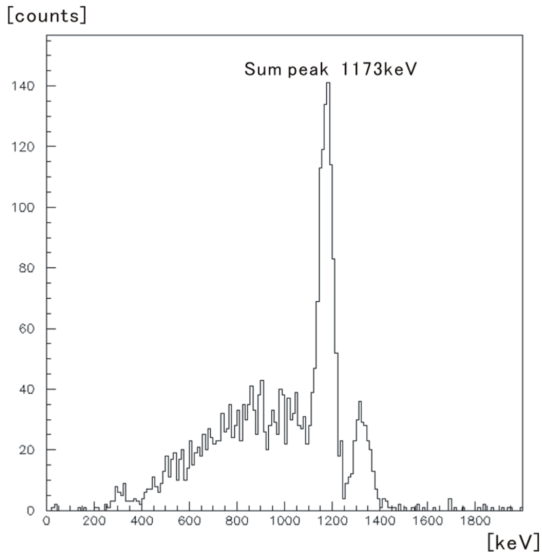


図 4.19: Sum Peak

得られた Sum Peak を fitting しピーク面積を求める。fitting は角相関の時と同様に Gaussian を

$$g(x) = \frac{S}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right]$$

のようにして、直接面積を求められる形にした。

fitting の際はスペクトルの background を考慮して、ピークの低エネルギー側を Gaussian、高エネルギー側の accidental による 1333keV ピークの残りも Gaussian とした。fitting の関数形は

$$f(x) = g(x)_{sumpeak} + g1(x)_{low} + g2(x)_{high}$$

である。

fitting の様子は図のようになる。

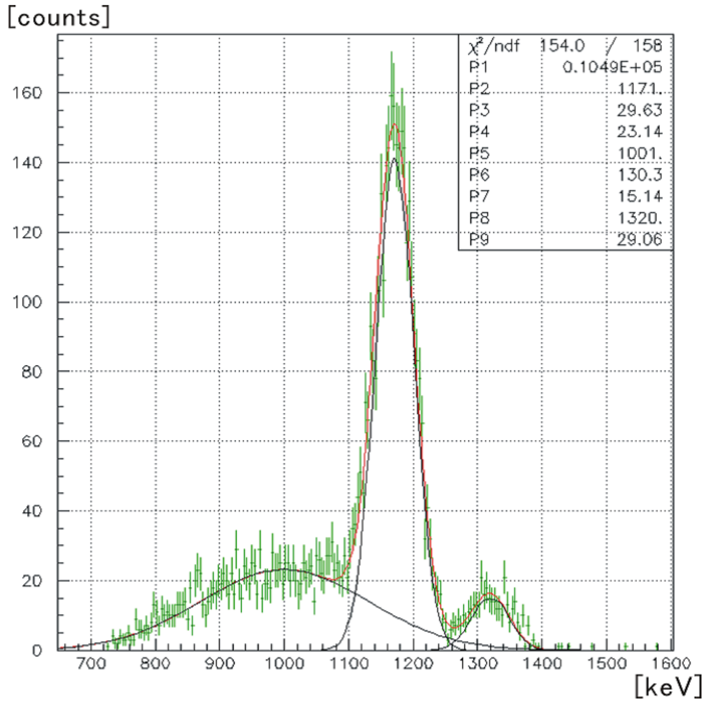


図 4.20: Sum Peak の fitting

このようにして垂直、水平方向に散乱された γ 線の個数を測定した。

180 度方向の無偏光 γ 線測定による Detector の Efficiency の修正

90 度方向と同じ方法で解析する。180 度方向は無偏光なので、Detector の Efficiency を垂直、水平方向で測定できる。この値から非対称度の修正を行う。

これらの解析から γ 線の偏光度、すなわち、非対称度を得る。

$$A = \frac{a(E_\gamma)N_\perp - N_\parallel}{a(E_\gamma)N_\perp + N_\parallel}、a(E_\gamma) = \frac{N_\parallel(nopolar)}{N_\perp(nopolar)}$$

4.4.3 装置 2nd(Ge 検出器)

装置 2nd でも同様の解析を行った。各過程におけるスペクトルは図 4.12〜4. のようになる。

Coincidence カット

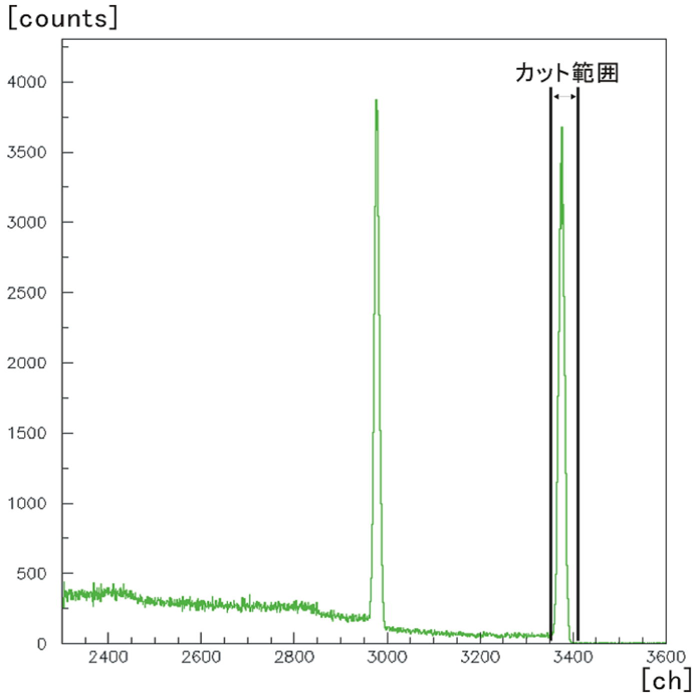


図 4.21: Coincidence でのカット

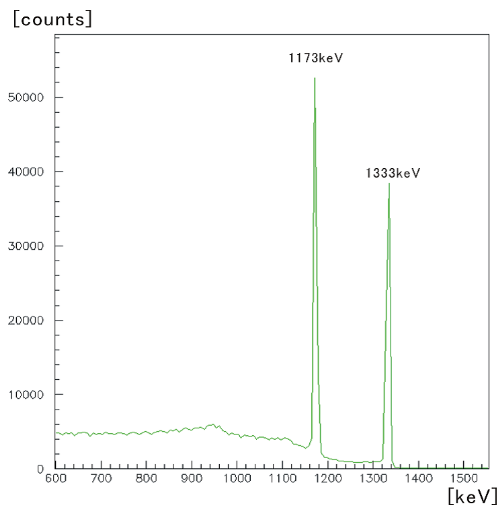


図 4.22: カット前の Scatterer

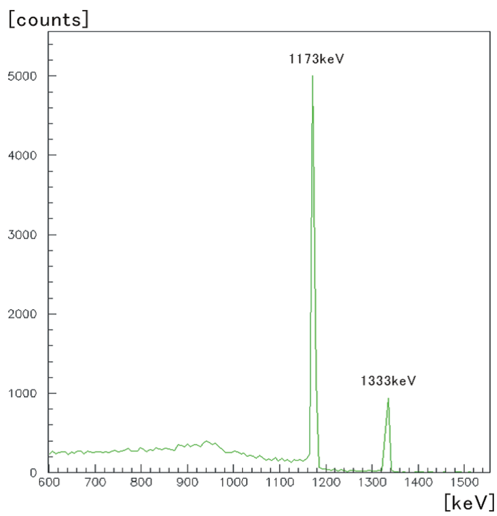


図 4.23: カット後の Scatterer

NaI の時と同様に accidental な 1333keV ピークが生じてしまっている。

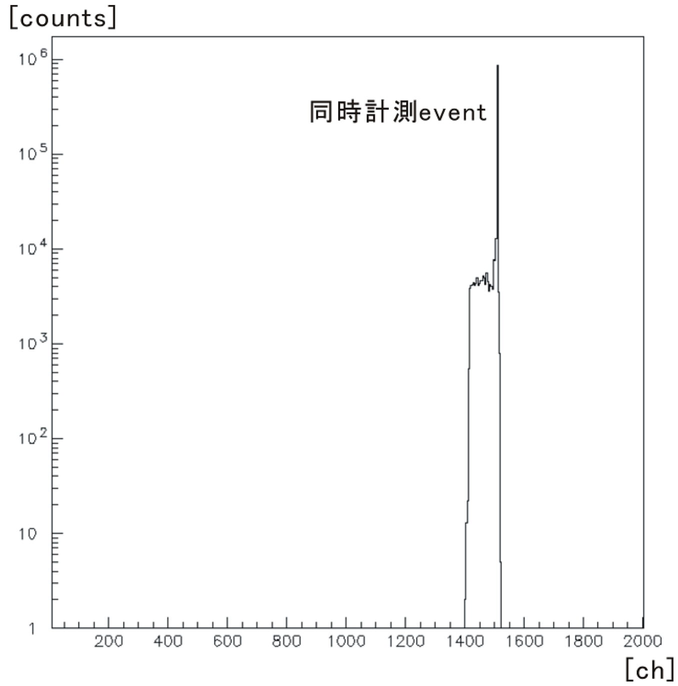


図 4.24: TDC スペクトル

Ge の時は TDC スペクトルを見ても、NaI の時の様に accidental な event はなく、真の event によるスペクトル部分のみであったので、TDC によるカットの必要はない。

Absorber の TDC カット

Ge 検出器では CRM 信号を logic 信号として測定を行ったので、タイミングは NaI よりもさらに悪くなる。よって、Absorber でのカットは NaI の時と同様に全範囲で行った。

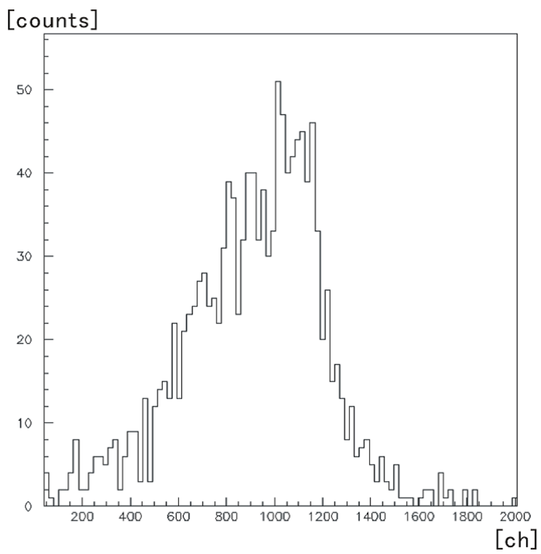
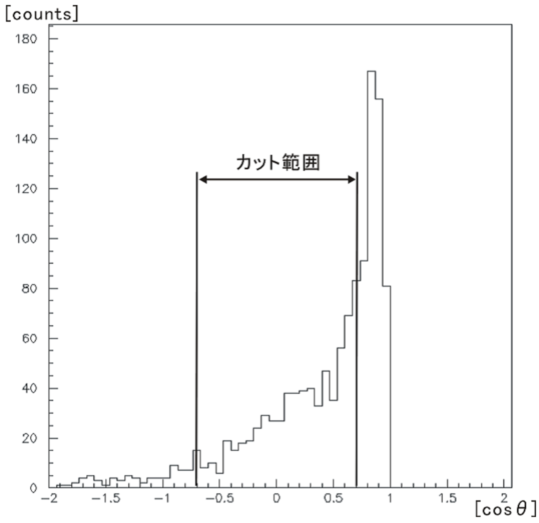


図 4.25: Absorber の TDC スペクトル

Scatterer と Absorber での kinematic カット

Scatterer と Absorber のスペクトルは図のようになる。カット範囲は geometry から、NaI の時と同様に 45 °$< \theta <$ 135 °である。



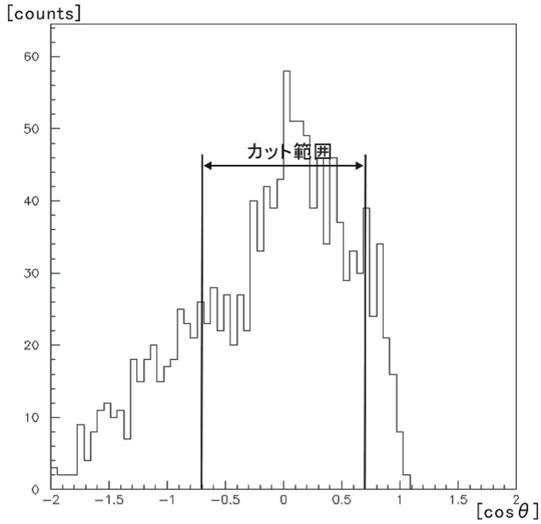


図 4.26: Scatterer の kinematic カット　図 4.27: Absorber の kinematic カット

Scatterer と Absorber の kinematic カットの相関は図 4.28 のようになり、カット範囲にコンプトン散乱 event が含まれていることが分かる。

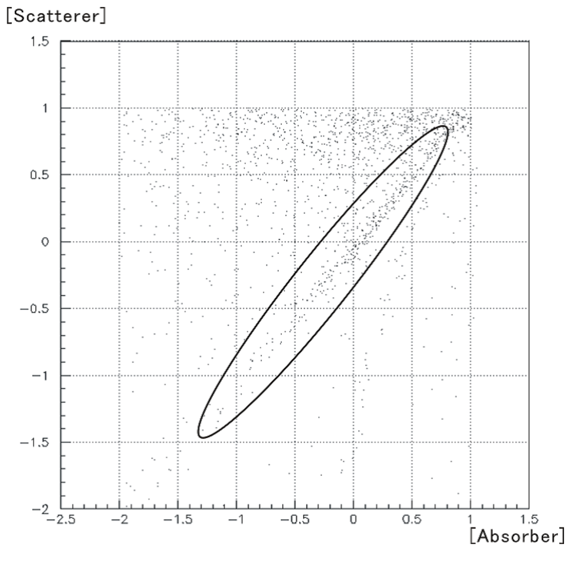


図 4.28: Scatterer VS Absorber

Sum Peak

Sum peak は図 4.31 のようになった。

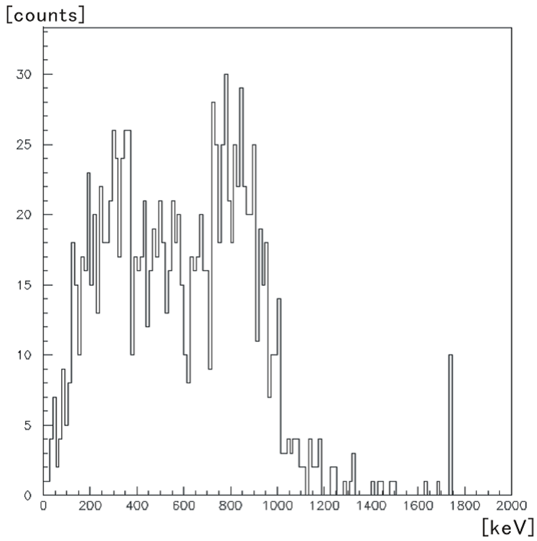


図 4.29: Scatterer のスペクトル

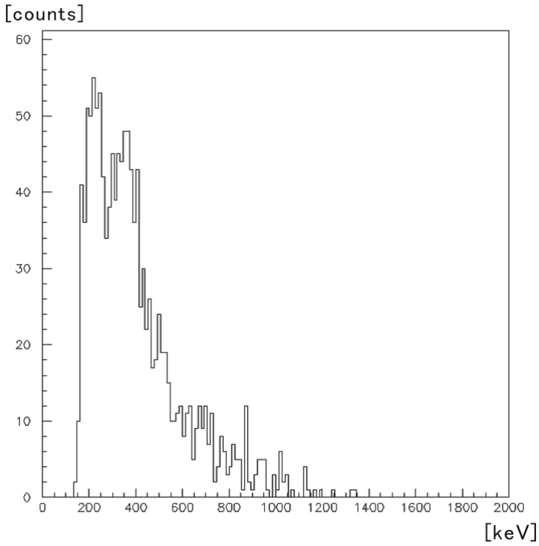


図 4.30: Absorber のスペクトル

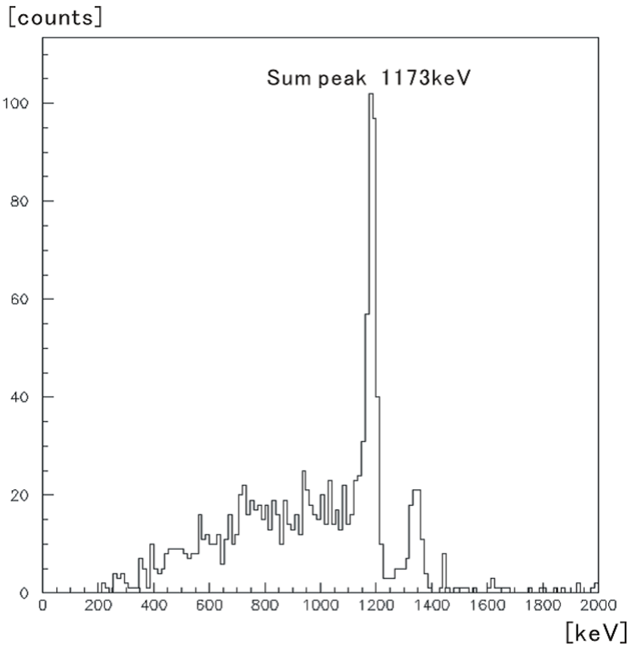


図 4.31: Sum Peak

このピークの fitting は Sum peak の面積を直接求められるような Gaussian、ピークの低エネルギー側の background を Gaussian、また、ピークの下部の低エネルギー側に出来ている裾の部分を Gaussian で行った。1333keV の部分は fitting 範囲に含めなかった。関数形は

$$f(x) = g(x)_{sumpeak} + g1(x)_{low} + g2(x)_{base}$$

のようになり、fitting の様子は図 4.32。

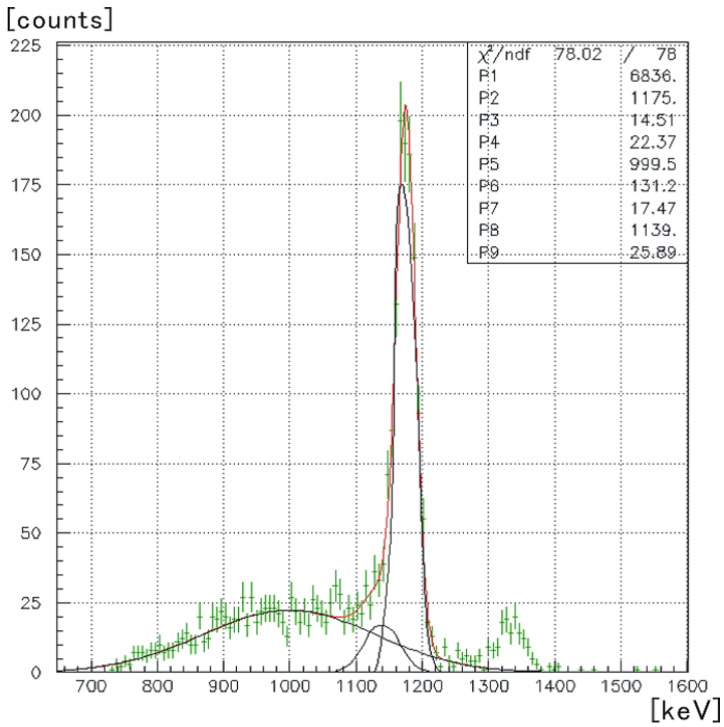


図 4.32: Sum Peak の fitting

このような解析を無偏光状態でも行い、装置 2nd における非対称度を求める。

4.4.4 装置 2nd コリメータなし

コリメータがない場合にもこれまでと同様の解析を行った。コリメータがある場合との相違点のみを上げると、まずはCoincidenceでのカットでaccidentalな1333keV ピークが非常に小さくなった。これは使用する線源が 2.8M[bq] から 0.2M[bq] と小さくなったことによる効果だと考えられる。

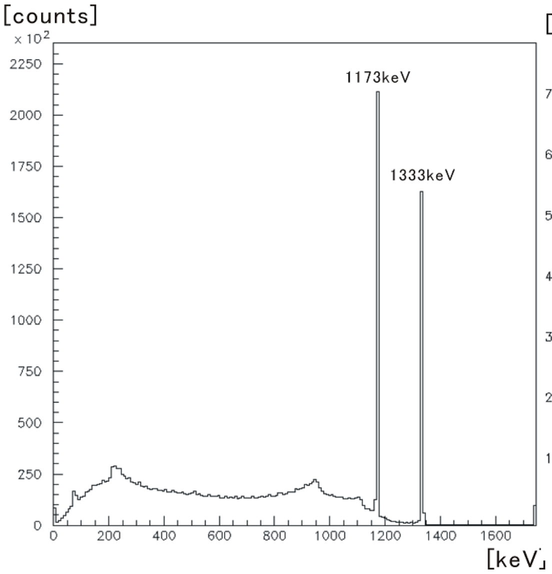


図 4.33: カット前の Scatterer

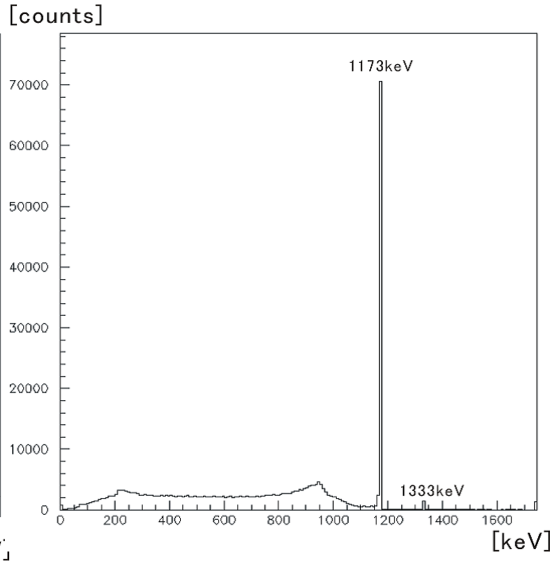


図 4.34: カット後の Scatterer

角相関の時と同じ議論であるが、同時計測されたeventの数というのは真の係数と、偶然同時計数の和であり、

$$\mathrm{N} = \mathrm{N}_{\gamma\gamma} + \mathrm{N}_{\mathrm{ch}}$$

比は

$$\frac{\mathrm{N}_{\mathrm{ch}}}{\mathrm{N}_{\gamma\gamma}} = \frac{2\tau_0}{k}\mathrm{N}_0$$

となる。

コリメータがある場合の条件では 線源の強さは $\mathrm{N}_0 \sim 10^6$ で、ない場合は $\mathrm{N}_0 \sim 10^5$、$k \sim 1$ のままである。今回、Ge検出器のタイミングはCRM信号をさらにDiscriminatorにかけて調節したものを用いたので、$2\tau_0$ はNaIの時の 10^{-8} よりも実質長くなり、10^{-7} オーダーとなると考えられる。よって、コリメータがある場合は

$$\frac{\mathrm{N}_{\mathrm{ch}}}{\mathrm{N}_{\gamma\gamma}} \sim 10^{-1} > 10^{-2}(\text{コリメータなし})$$

となってしまい、偶然同時計数が無視できない値となる。コリメータがあった場合、この調節が上手く行われていなかったと考えられる。そのため、Ge検出器を用いても1173keVのカットでaccidentalなピークが多くなり、1333keVのカットしか行えなかった。

よって、コリメータが無い場合、偶然同時計数が減ったことで1333keVだけでなく1173keVでのカットも行えるようになった。

Scatterer、Coincidence、Absorber の TDC スペクトルには特筆する変化はなかったが、kinematic カットにおいて Scatterer と Absorber の相関が図 4.35 のように非常にはっきりとなった。これは detector の端で散乱した γ 線が増加したことによるもである。

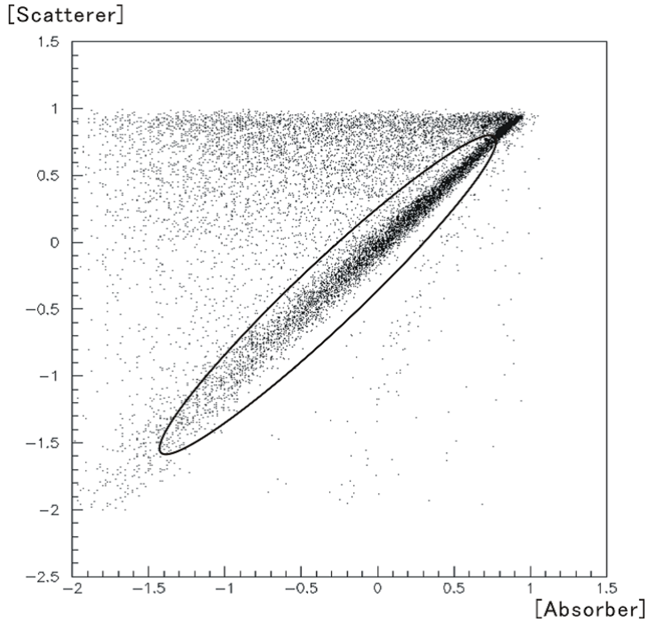


図 4.35: Scatterer VS Absorber

よって、event-by-event での足し合わせでピークがよりはっきりし、そしてピーク面積が増加した分、統計誤差が相対的に小さくなった。

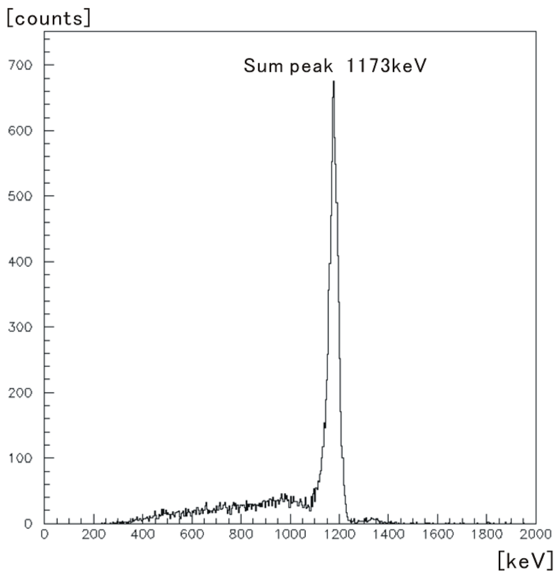


図 4.36: Sum Peak

4.5 解析と各データについて

calibration

測定点の数は多ければ多いほうが良いが、今回の測定では低エネルギーから測定エネルギー部分まで 5、6 点の使用で十分であると考えられる。calibration において最大の問題となるのは、測定中のゲインシフトである。装置の性能上の問題であるが、測定の間に各 ADC スペクトルで 10ch から最大で 30ch ほど、光電ピークの中心値の移動があった。そのため、calibration を頻繁に行う必要があるが、今回の測定では 1 回の測定の前後でのみ行い、その間は 3 日も calibration を行っていない。そこで今回の解析ではゲインシフトは徐々に起こったと仮定し、calibration は前後のデータを平均したものを使用した。この calibration ではおのおの光電ピークに対してのずれは分かっている値から 1〜3keV ほどとなった。

Coincidence でのカット

1333keV ピークのカット範囲は問題ないと考えられるが、Coincidence でカットした Scatterer のデータを見ると、カットしたはずの 1333keV ピークが残っている。これは、Scatterer と Coincidence のピークにある background(accidental) によるものである。Scatterer と Coincidence との同時計測ではおのおのデータにはピークの真の値と、background の値の両方が含まれている。データを真と background に分けて $(S_r + B_s)$ などと書くと、coincidence カットでは

$$S{\times}C = (S_r + B_s) \times (C_r + B_c) = (S_r C_r)_{Real} + (S_r B_c + C_r B_s + B_s B_c)_{Back}$$

のように、第 1 項の真の coincidence の他に background のデータが混ざってくる。

コリメータがある場合、つまり強い線源で実験をした時、この数が大きかったと考えられる (図 4.10、4.23)。無い場合は、十分小さく無視できる数であった (図 4.34)。

各 Absorber の TDC データ

各 Absorber の TDC データを見ると、ピークとなっている真の event のデータよりも早い成分が存在し、左右対称になっていない (図 4.12、4.25)。これは鉛のシールドの隙間や、外部から入射した accidental な event であると考えられる。

Scatterer と Absorber での kinematic カット

Coincidence でのカットと同様に、真の値と background の値が Scatterer と各 Absorber で

$$S{\times}A = (S_r + B_s) \times (A_r + B_a) = (S_r A_r)_{Real} + (S_r B_a + A_r B_a + B_s B_a)_{Back}$$

のようになっている。Coincidence でのデータとの関係は $(S_r + B_s)$ のなかに含んでいる。

この時、kinematic カットでの background は、Scatterer でコンプトン連続部、低エネルギー部、1173keV、1333keV と高エネルギー部があり、

$$B_c = B_{compton} + B_{high\ \&\ low} + B_{Peak}$$

となり、Absorber では入射した散乱 γ 線のエネルギーに対応した部分、高、低エネルギー部となる。

$$B_a = B_{scatted} + B_{high\ \&\ low}$$

である。よって、kinematic カットでは $B_{compton}$ と $B_{scatted}$ が残ってしまう。

Scatterer と Absorber の相関を見ると、kinematic カットによってこれらの background は十分除外されたと考えられる (図 4.16、4.28、4.35)。

足し合わせたデータ

最終的に得られたピークにはそれぞれの detector で background が含まれる。

$$S{\times}C{\times}A = (S_r + B_s) \times (C_r + B_c) \times (A_r + B_a) = (S_r C_r A_r)_{real} + B_{all}$$

この B_{all} をいかに小さくし、または fitting の際に background として上手く見積もれるかどうかが測定データの正確性を決定する。

4.6　結果

装置 1st(NaI)

Absorber の垂直、水平方向で得られたデータはそれぞれ図のようになる。

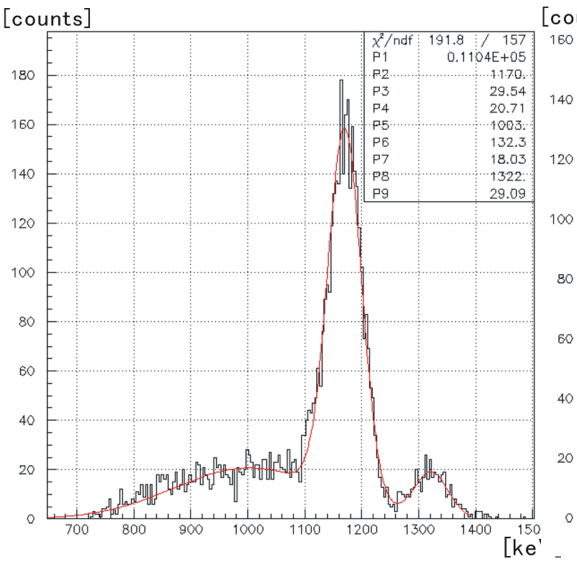


図 4.37: 垂直方向 ($N_{\perp}$)

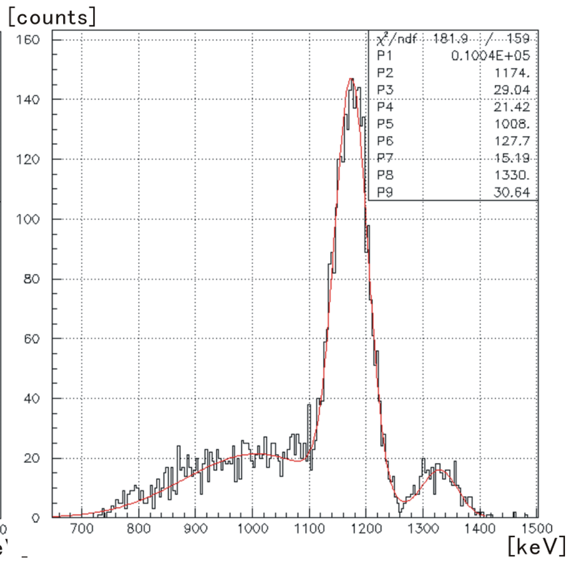


図 4.38: 水平方向 ($N_{\parallel}$)

非対称度は誤差を含めて

$$A = (8.85 \pm 2.00) \times 10^{-2}$$

となる。

非対称度の誤差は正規分布の分散 σ であり、対称である場合の $A = 0$ から測定値の A の値は

$$4.41\sigma$$

に位置することとなるので、これは 99.99 %の信頼度で非対称ということを示している。無偏光状態での修正項は

$$a(1173) = \frac{N_{\parallel}(nopolar)}{N_{\perp}(nopoar)} = 1.09 \pm 0.03$$

となる。

しかし、この非対称度は E 型であれ M 型であれ理論的に求められる最大値の絶対値 $|A| = 6.41 \times 10^{-2}$ を上回っている。これは無偏光状態での修正が間違っているか、accidental な event によって非対称度が得られているとも考えられる。修正によっては非対称度の符号が変わる可能性もあり、信頼性に欠ける結果であると言える。

よって、装置 1st では非対称が見えたかどうかを判定することは出来ない。

装置 2nd(Ge)

Absorber の垂直、水平方向で得られたデータはそれぞれ図のようになる。

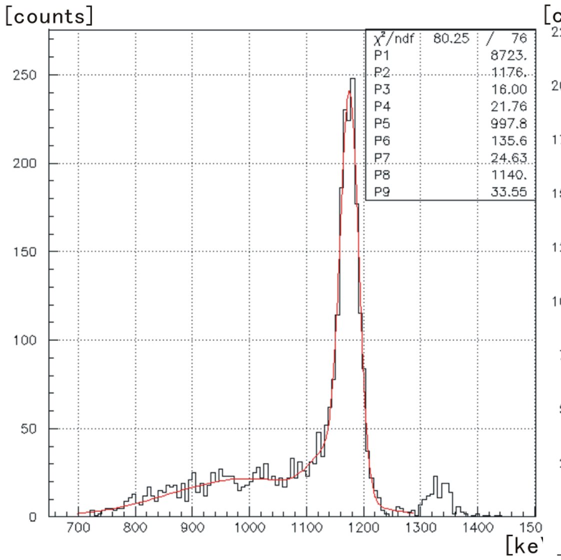


図 4.39: 垂直方向 (N$_\perp$)

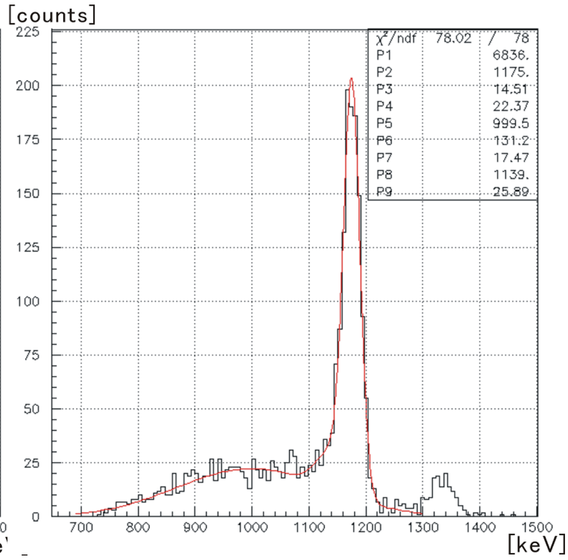


図 4.40: 水平方向 (N$_\parallel$)

非対称度は

$$A = (3.68 \pm 2.17) \times 10^{-2}、1.69\sigma$$

となり、無偏光状態での修正項は

$$a(1173) = \frac{N_\parallel(nopolar)}{N_\perp(nopoar)} = 0.844 \pm 0.010$$

となる。

結果は 90 %以上の信頼度で非対称ということを表している。

この非対称度は理論的に求められる最大値 $A = 6.41 \times 10^{-2}$ よりも小さく、適切な値であると考えられるが統計誤差が大きい。よって、符号が正の非対称が測定されるであろうことを示唆する結果と考えるのが妥当である。

装置 2nd コリメータなし

Absorber の垂直、水平方向で得られたデータはそれぞれ図のようになる。

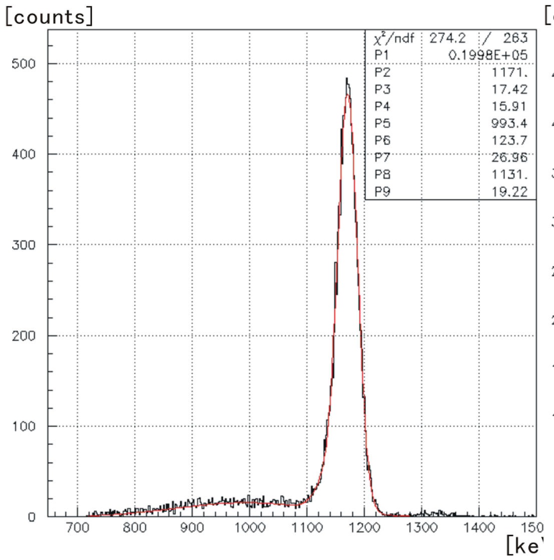


図 4.41: 垂直方向 ($N_{\perp}$)

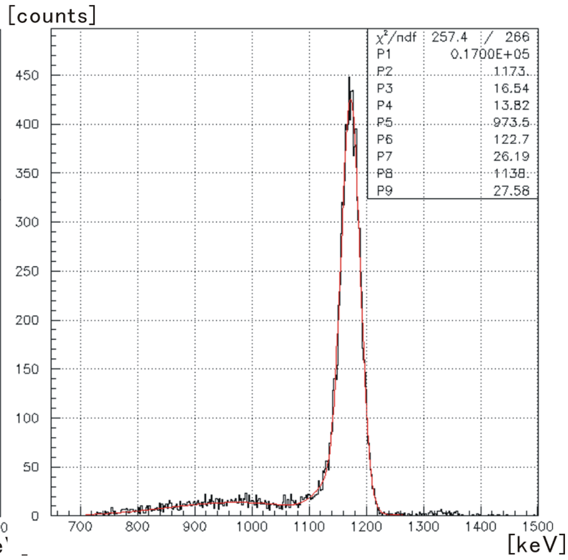


図 4.42: 水平方向 ($N_{\parallel}$)

非対称度は

$$A = (4.67 \pm 1.03) \times 10^{-2}、4.52\sigma$$

となり、無偏光状態での修正項は

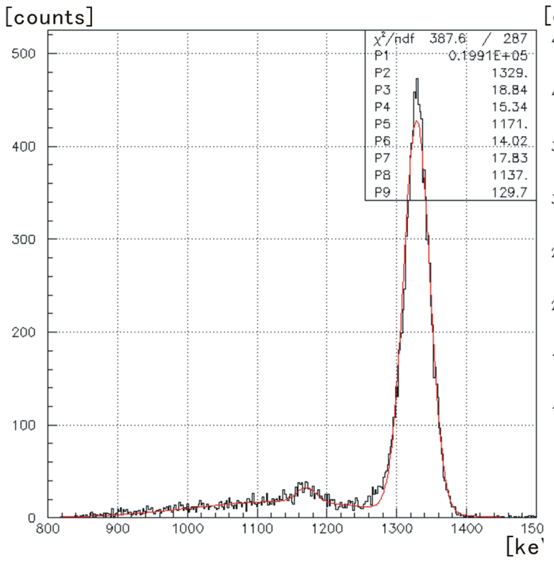
$$a(1173) = \frac{N_{\parallel}(nopolar)}{N_{\perp}(nopoar)} = 0.934 \pm 0.014$$

となる。

結果は 99.99 %以上の信頼度で非対称ということを表している。

この値は理論値を上回ることなく、無偏光での修正も適切であったと考えられる。よって、コリメータが無い場合で、正の非対称度、すなわち偏光が測定された言える。この結果から、1173keV の γ 線は E 型であることが結論付けられる。また、無偏光での修正項が、コリメータがある場合よりも 1 に近い値となった。コリメータの位置による効果は大きいと考えられる。そして、コリメータがない方が良い結果となった。

さらに、コリメータが無い場合には1333keVのγ線の偏光も測定できた。測定結果は次に示す図のようになった。



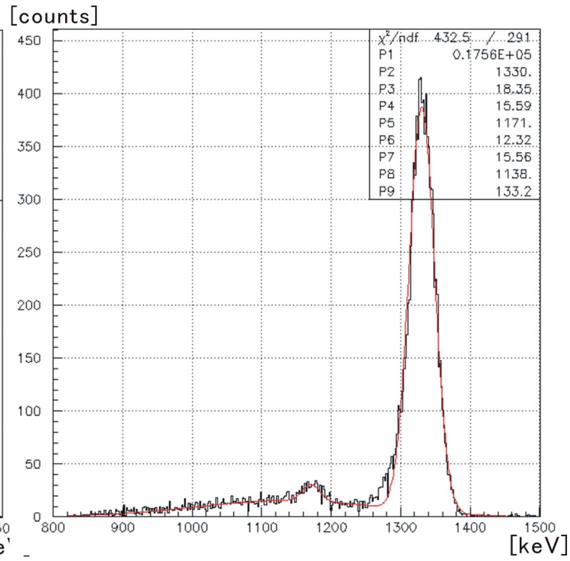


図 4.43: 垂直方向 ($\mathrm{N}_\perp$)

図 4.44: 水平方向 ($\mathrm{N}_\parallel$)

非対称度は

$$A = (4.10 \pm 1.07) \times 10^{-2}、3.83\sigma$$

となり、無偏光状態での修正項は

$$a(1333) = \frac{N_\parallel(nopolar)}{N_\perp(nopoar)} = 0.959 \pm 0.015$$

となる。

結果は99.98 %以上の信頼度で非対称ということを表している。

1173keVの時と同様に正の非対称度が得られ、1333keVのγ線はE型であることが結論付けられる。

第5章　Summary

角相関の測定により ^{60}Co 線源から放出される 2 つの γ 線の multipolarity は $\lambda = 2$、偏光の測定から遷移形が E 型遷移であることが分かった。よって、これらの結果より ^{60}Co が崩壊した後の ^{60}Ni のレベルスキームについて、基底状態のスピンパリティが 0^+ であることから、遷移の形が

$$4^+ \to 2^+ \to 0^+$$

となることが結論付けられた。

これは、知られている ^{60}Co の値と一致しており、1173KeV と 1333keV の γ 線の放出順序が分かっているものとすると、下図のようなレベルスキームが構成できる。

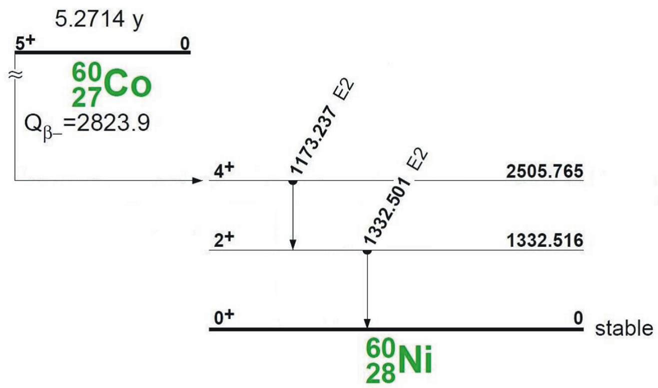


図 5.1: 測定された ^{60}Co のレベルスキーム

今回の実験では、基底状態が 0^+ であること、放出 γ 線の順序が分かっているものとして測定をしたので、実際にレベルスキーム全体の構成するためには、仮定した条件を決定するための実験が必要である。しかし、角相関と偏光の測定がレベルスキームの決定、すなわち、放出 γ 線と核の構造の情報を得るのに非常に有効であるということが確かめられた。

コリメータについては、今回は単に「ある」、「なし」の条件ではあるが、「なし」の場合の方が有利であるという結果になった。しかし、この条件の最適化は今後の課題である。

第6章　今後の課題

シミュレーションによる検証

Scatterer と Absorber の間での散乱 γ 線の角度や散乱位置、geometory から計算される今回の測定装置の Polarimeter Sensitivity Q の大きさ、accidental event を含めた γ 線全体の様子は再現実験を行うだけでは分からない。したがって、今実験の結果が妥当であるかどうかの検証はシミュレーションによる再現実験を行うほかはないと考えれられる。

また、今後の Hyperball を使った実験の条件を模索するにあたって、シュミレーションによる角相関や偏光の測定の再現が必要であるだろう。

実験条件の最適化

コリメータについては、現時点では線源が弱く、コリメータが必要ない場合の方が実験環境が良くなり、また散乱 γ 線の増加や測定時間の短縮など有利な点が多いという結果になった。しかし、実際の実験環境では出来る限り多くの γ 線を測定するために計数率は非常に大きくなっており、何らかの手段で高計数率の条件化で実験しなければならない状況が出てくるであろう。よって、コリメータの使用等に関する測定の条件設定は、出来る限り強い線源で最適化されることが望ましい。コリメータを使用して実験を行おうとすると、どうしても測定時間がかかってしまうため、この最適化にはやはりシミュレーションを用いる必要があると考えられる。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、多くの方々から御指導、御助力を頂きましたことを心から感謝します。

私の指導教官である田村 裕和 教授には、本研究のみならず、物理の基本姿勢や議論等、非常に熱意のこもったご指導を頂きました。本研究のような基礎的であり、実験を学ぶ上で必要な幅広い経験を積むことが出来るような素晴らしい題材を与えていただき、心より感謝しています。

橋本 治 教授にはセミナー等で原子核物理に対する基礎的な部分を御指導いただき、そこで得ることが出来た様々な知識は本研究を進めるにあたって非常に大きな力となりました。また、橋本教授の独創的なアイデアを聞くことで、実験を行う際に必要な工夫する力を養うことが出来たと思います。本当に有難うございました。

中村 哲 助教授には研究室に入って間もないころに参加したKEKでのテスト実験の際に、実際の施設を用いてご指導を頂きました。そのご指導により実験全体を見通して、各自が何を行っているのかをおぼろげながら把握でき、今後に必要な視野を養えたと思います。本当に有難うございました。

藤井 優 博士、金田 雅司 博士には様々な助言をしていただきました。有難うございます。

小池 武志 博士、三浦 勇介 博士には、同じ実験グループでの御指導や議論の他、小池博士にはγ線分光に関する知識や論文の紹介、三浦博士には実験装置や計測システムに関して、非常に多くのご指導を頂きました。また、たびたび実験室に様子を見に来て下さり、親身になって御指導いただきました。本当に有難うございました。

そして橋本研究室の皆様には、大変多くの協力をしていただきました。心より感謝しております。

最後に私に研究の場を提供してくれた東北大学並びに橋本研究室の皆様に心から感謝致します。