

ガンマ線直線偏光測定による奇奇核の斜軸回転モードの研究

著者	小松原 哲郎
著者別名	Komatsubara Tetsuro
発行年	2000
URL	http://hdl.handle.net/2241/451

3. 5分割セグメント型ゲルマニウム検出器の校正実験

本研究で作成した、5分割セグメント型ゲルマニウム検出器の直線偏光の測定感度や検出効率などを調べる為に校正実験を行った。各種標準線源により分解能や検出効率を測定した。さらに、 ^{60}Co 放射線源によるガンマ線同時測定実験と、 ^{127}Ba および ^{178}W によるインビームガンマ線分光実験により実際に直線偏光したガンマ線を測定し、その測定感度を求めた。

3. 1. 放射線源による測定

通常のゲルマニウム検出器と性能を比較する為に、 ^{60}Co の 1333 keV について分解能を測定した。結果は表 1 に示した通り FWHM = 2.1 keV であった。外周電極が分割されているので、分解能の劣化が予想されたが、結晶内部の陰極からの信号を用いれば、ほぼ通常のゲルマニウム検出器と同様の分解能が得られる事が判った。しかし、一方、5分割された電極の各々の分解能は 2.2 ~ 4.0 keV となり、これは予想とおりに悪かった。検出効率も 1333 keV について測定し、これは 35% ($3'' \times 3''$ NaI 比) であった。

^{152}Eu 線源を用いて、FWHM のエネルギー依存性を調べた。結果は、図 1 3 の通りエネルギーが下がると分解能は向上するが、通常のゲルマニウム検出器と比較するとやや悪い結果となった。

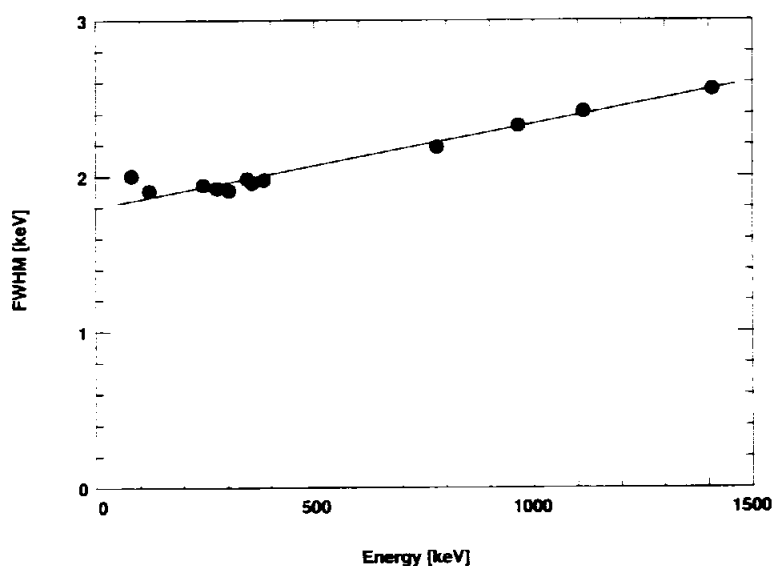


図 1 3 5分割セグメント型ゲルマニウム検出器のエネルギー分解能

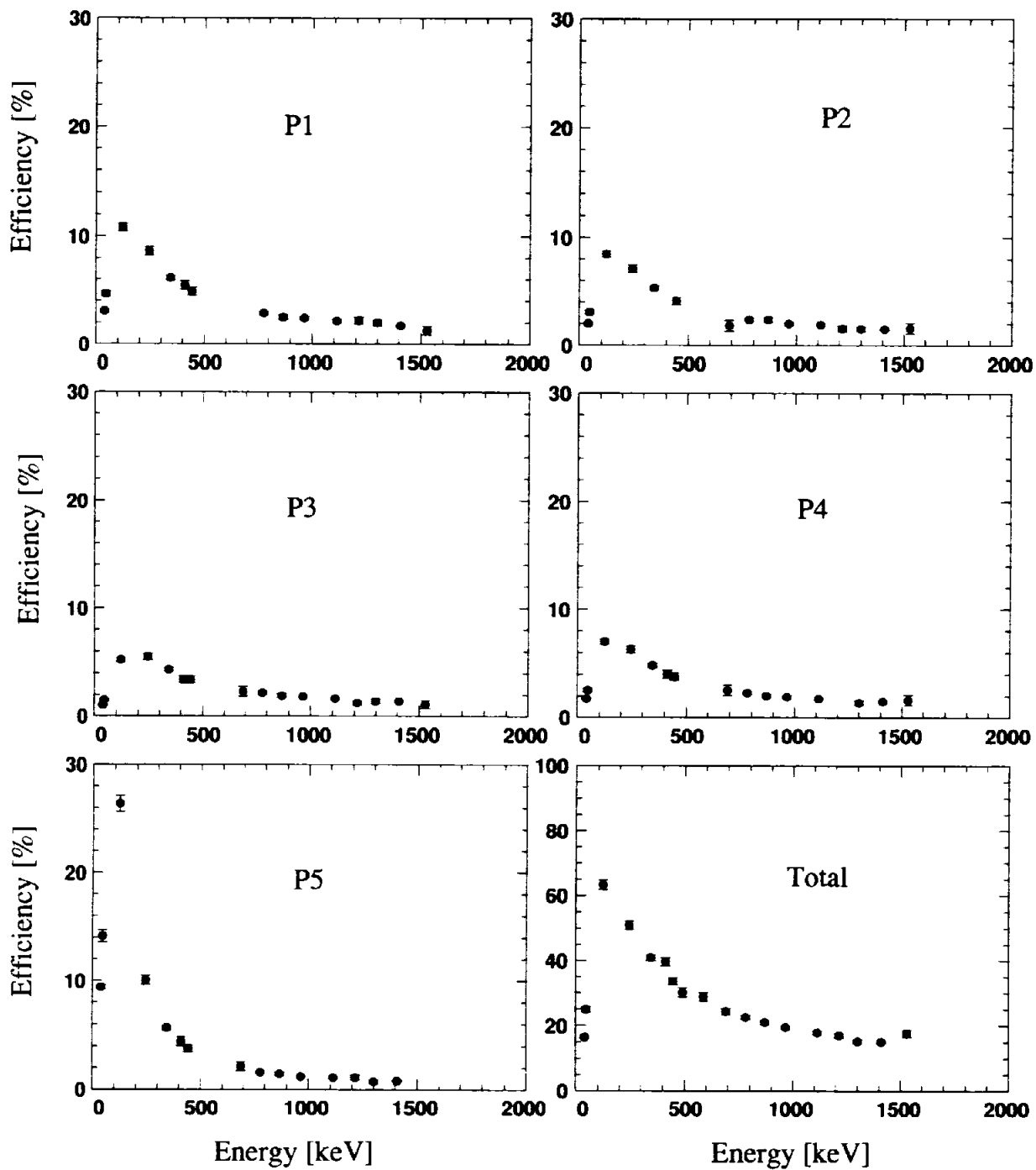


図14 5分割セグメント型ゲルマニウム検出器の検出効率

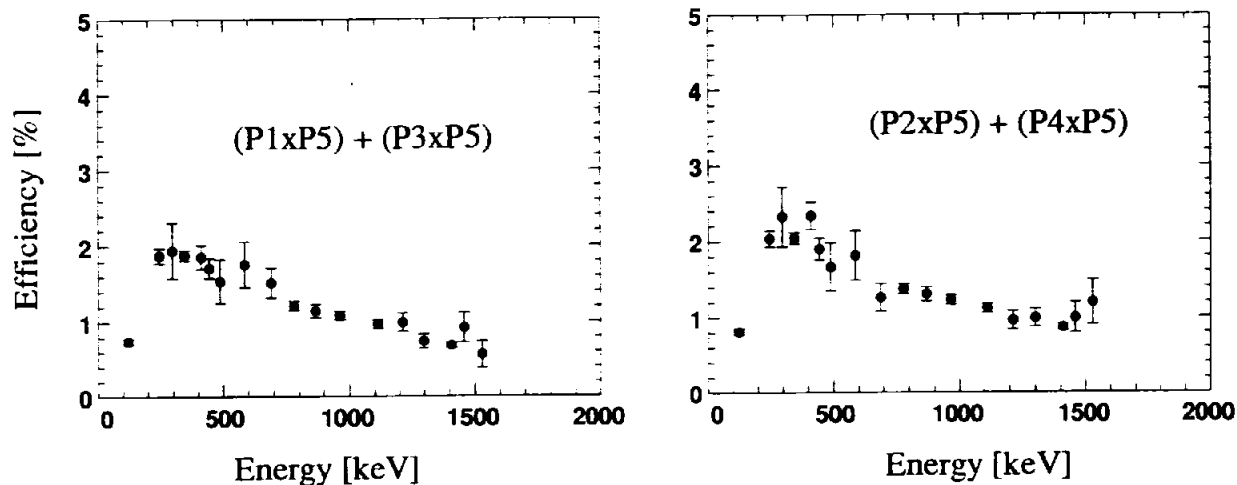


図 1 5 コインシデンスモードで測定した時の検出効率

検出効率のエネルギー依存性は ^{152}Eu を用いて測定した。クリスタルボールに設置した時と同じ条件として、5分割セグメント型ゲルマニウム検出器を BGO アンチコンプトン・シールド内に設置した。縦軸は見込み角度 $\theta_{1/2} = 9^\circ$ のコリメータの窓を通過したガンマ線の強度を 100% として 100 分率で表示してある。

図 1 4 はシングルモードで測定した結果で、5 個のパート P1、P2、P3、P4、P5 (P5 は中央電極) と E (内部の陰極) である。さらに図 1 5 は直線偏光測定条件と同じコインシデンス条件で測定した。図 1 5 (左) は中央電極と上下の電極が同時に検出した場合のみ測定した。図 1 5 (右) は中央電極と左右に対応する。

シングルスの場合は、40 keV と 45 keV の Sm の X 線がどの検出器にも観測されている事が判る。TSCA の LLD は非常に低く設定されている為である。一方コインシデンスでは低エネルギーが観測しにくくなり、121 keV は 244 keV と比較すると 1/3 程度まで落ち込んでいる。コインシデンス条件で観測される全体の数 $(P1xP5) + (P2xP5) + (P3xP5) + (P4xP5)$ はシングルの E と比較すると 1/10 に低下する。

3. 1. 1. ^{60}Co のガンマ線相関実験

次に、 ^{60}Co 線源を用いて角度相関の測定を行なった場合について考える。この ^{60}Co は半減期 5.271 年で β^- 崩壊し、 ^{60}Ni の励起状態 4^+ へ遷移する。この 4^+ 状態は 1173.2 keV のガンマ線を放出して 2^+ 状態になるが、さらにこの状態は半減期 0.73 ps で 1332.5 keV のガンマ線を放出して基底状態の 0^+ になる。この崩壊様式の分岐比は 99.8 % 以上あり、他の経路による崩壊を考慮する必要はない。この崩壊の様子を図 1.6 に示した。2 本のガンマ線はどちらも E2 遷移である。この $4^+ \xrightarrow{E2} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+$ 遷移に関して 2 本がガンマ線を同時に測定し、コインシデンス実験を行うと 1 番目のガンマ線の放出方向に対して磁気量子数が整列し 2 番目のガンマ線は直線偏光している。

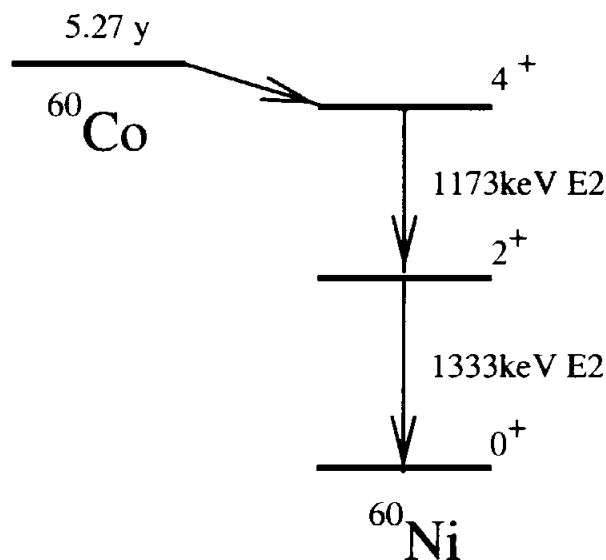


図 1.6 ^{60}Co の崩壊図

実験では、ほぼ同時に放出される 2 本のガンマ線を測定する為に NaI 検出器と 5 セグメント検出器を線源を中心に 90° をなして配置した。以下の計算では、まず第 1 番目に放出されるガンマ線を Z 軸上の置かれた NaI 検出器で測定し、もう一方のガンマ線は x 軸上のセグメント検出器でその直線偏光を測定するとした。

まず、ガンマ線の放出確率は

$$W(\theta, \phi) = \sum \langle j_i m_i \lambda \mu | j_f m_f \rangle^2 P(m_i) Z_{\lambda \mu}(\theta, \phi)$$

$$Z_{\lambda\mu}(\theta, \phi) = |\langle \lambda\lambda\mu \rangle|^2 = \left| \sum \langle \lambda\mu - m | \lambda\mu \rangle Y_{\lambda\mu-m}(\theta, \phi) \xi_m \right|^2$$

$$\begin{aligned}\xi_1 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y) \\ \xi_0 &= \mathbf{e}_z \\ \xi_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)\end{aligned}$$

であらわされる。また、ここで考えているのは E2 遷移なので、放出されるガンマ線の磁場ベクトル $\mathbf{H}_{\lambda\mu}$ は

$$\mathbf{H}_{\lambda\mu} = -\langle \lambda\lambda\mu \rangle$$

であらわされ、測定にかかる電場ベクトルの向きはこれと直交している。これらの放出強度は球面調和関数 Y_{2m} と Clebsch-Gordan 係数からなる多項式であるので、より具体的に $\lambda = 2$ の場合について $\langle \lambda\lambda\mu \rangle$ を求めると、

$$\begin{aligned}\langle 222 \rangle &= \langle 2111 | 22 \rangle Y_{21}\xi_1 + \langle 2210 | 22 \rangle Y_{22}\xi_0 \\ \langle 221 \rangle &= \langle 2011 | 21 \rangle Y_{20}\xi_1 + \langle 2110 | 21 \rangle Y_{21}\xi_0 + \langle 221-1 | 21 \rangle Y_{22}\xi_{-1} \\ \langle 220 \rangle &= \langle 2-111 | 20 \rangle Y_{2-1}\xi_1 + \langle 2010 | 20 \rangle Y_{20}\xi_0 + \langle 211-1 | 20 \rangle Y_{21}\xi_{-1} \\ \langle 22-1 \rangle &= \langle 2-211 | 2-1 \rangle Y_{2-2}\xi_1 + \langle 2-110 | 2-1 \rangle Y_{2-1}\xi_0 + \langle 201-1 | 2-1 \rangle Y_{20}\xi_{-1} \\ \langle 22-2 \rangle &= \langle 2-210 | 2-2 \rangle Y_{2-2}\xi_0 + \langle 2-11-1 | 2-2 \rangle Y_{2-1}\xi_{-1}\end{aligned}$$

となる。まず、ガンマ線を角度 $\theta = 0^\circ$ で測定する場合は $Y_{22} = Y_{21} = Y_{2-1} = Y_{2-2} = 0$ であるのでより簡単になり、また $\langle 2010 | 20 \rangle = 0$ に注意して、

$$\begin{aligned}\langle 222(0^\circ, 0^\circ) \rangle &= 0 \\ \langle 221(0^\circ, 0^\circ) \rangle &= -\sqrt{\frac{1}{2}}Y_{20}\xi_1 \\ \langle 220(0^\circ, 0^\circ) \rangle &= 0\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{22-1}(0^\circ, 0^\circ) &= \sqrt{\frac{1}{2}} Y_{20} \xi_{-1} \\ \psi_{22-2}(0^\circ, 0^\circ) &= 0 \end{aligned}$$

となる。結局、 $\psi_{\lambda\lambda\mu}$ のうちの ψ_{221} と ψ_{22-1} のみが値をもつことになる。この結果、放射線源によるガンマ線角相関測定では、初期状態が空間的に一様に分布していても、第2番目の状態は検出器の方向を z 軸として整列する。この2番目の準位の角運動量を j とすると、磁気量子数が m の状態が生成される確率は population parameter $P(m)$ であらわされ、

$$P(m) \propto \langle j_i m - 1 \lambda 1 | j m \rangle^2 + \langle j_i m + 1 \lambda - 1 | j m \rangle^2$$

となる。(この式は $\lambda = 2$ 以外でも成立する。) ^{60}Co の崩壊の 2^+ 準位は具体的に Clebsch-Gordan 係数を代入すると、

$$\begin{aligned} \langle 432 - 1 | 22 \rangle^2 + \langle 4121 | 22 \rangle^2 &= \langle 4 - 321 | 2 - 2 \rangle^2 + \langle 4 - 12 - 1 | 2 - 2 \rangle^2 \\ &= 20/63 = 0.317460 \\ \langle 422 - 1 | 21 \rangle^2 + \langle 4021 | 21 \rangle^2 &= \langle 4 - 221 | 2 - 1 \rangle^2 + \langle 402 - 1 | 2 - 1 \rangle^2 \\ &= 4/9 = 0.444444 \\ \langle 412 - 1 | 20 \rangle^2 + \langle 4 - 121 | 20 \rangle^2 &= 10/21 = 0.476190 \end{aligned}$$

となり、規格化すれば

$$\begin{aligned} P(2) &= P(-2) = 10/63 = 0.158730 \\ P(1) &= P(-1) = 2/9 = 0.222222 \\ P(0) &= 5/21 = 0.238095 \end{aligned}$$

の様に $m = 0$ の状態に偏っている。

さて次に、角度 $\theta = 90^\circ$ でガンマ線の直線偏光を測定する場合を考える。5セグメント検出器は x 軸に配置し、つまり $\phi = 0^\circ$ である。直線偏光は z 軸に平行に電

場がある成分と、y 軸方向を向いている成分の 2 成分あり、これらの放出される強度をそれぞれ P^{\parallel} と P^{\perp} であらわす。 ^{60}Co の崩壊に伴う E2 遷移の場合は、磁場ベクトルが $\mathbf{H}_{\lambda\mu} = -\sqrt{\lambda\lambda\mu}$ の様に求められるので、電場と磁場は直交することに注意してこの P^{\parallel} と P^{\perp} がもとめられる。まず、電場が y 軸方向の成分はこれと直交する磁場が z 軸を向いているので

$$\begin{aligned} P^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \sum \langle j_i m_i \lambda \mu | j_f m_f \rangle^2 P(m_i) |\mathbf{H}_{\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ})_z|^2 \\ &= \sum \langle j_i m_i \lambda \mu | j_f m_f \rangle^2 P(m_i) |\sqrt{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ})_z|^2 \end{aligned}$$

となる。ここでは、ガンマ線の放出前の磁気量子数の分布関数 $P(m_i)$ をもちいた。また $(\lambda\mu)$ 成分に分離して考えれば、

$$P_{\lambda\mu}^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ}) = |\mathbf{H}_{\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ})_z|^2 = |\sqrt{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ})_z|^2$$

である。 $\xi_0 = \mathbf{e}_z$ なので、この z 成分は $\sqrt{\lambda\lambda\mu}$ の中の ξ_0 の項のみを抜き出せば良い。さらに、電場が z 軸方向の成分は

$$P^{\parallel}(90^{\circ}, 0^{\circ}) = W(90^{\circ}, 0^{\circ}) - P^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ})$$

となる。

次に、 $\theta = 90^{\circ}$ 、 $\phi = 0^{\circ}$ の場合、より具体的に $\sqrt{\lambda\lambda\mu}$ をもとめる。球面調和関数 $Y_{2\mu}$ は $\theta = 90^{\circ}$ 、 $\phi = 0^{\circ}$ の場合、 $Y_{20} = -\sqrt{\frac{5}{16\pi}}$ 、 $Y_{21} = Y_{2-1} = 0$ 、 $Y_{22} = Y_{2-2} = \sqrt{\frac{15}{32\pi}}$ であるので、

$$\begin{aligned} \sqrt{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \mathbf{e}_z \\ \sqrt{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= -i\sqrt{\frac{5}{16\pi}} \mathbf{e}_y \\ \sqrt{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= 0 \\ \sqrt{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= i\sqrt{\frac{5}{16\pi}} \mathbf{e}_y \\ \sqrt{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= -\sqrt{\frac{5}{16\pi}} \mathbf{e}_z \end{aligned}$$

となる。まず、電場が y 軸方向を向いている P^{\perp} は $\sqrt{\lambda\lambda\mu}$ の z 成分に対応しており、これは $\sqrt{\lambda\lambda\mu}$ と $\sqrt{\lambda\lambda\mu}$ のみが残る。従って、

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \sum \langle j_i m_i \lambda \mu | j_f m_f \rangle^2 P(m_i) |\chi_{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ})_z|^2 \\
&= \langle 222 - 2|00 \rangle^2 P(2) \frac{5}{16\pi} + \langle 2 - 222|00 \rangle^2 P(-2) \frac{5}{16\pi} \\
&= \frac{1}{16\pi} (P(2) + P(-2))
\end{aligned}$$

である。また、電場が z 軸方向を向いている場合の強度 \mathbf{P}^{\parallel} は、今度は $\chi_{\lambda\lambda\mu}$ の y 成分から求められ、

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}^{\parallel}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \sum \langle j_i m_i \lambda \mu | j_f m_f \rangle^2 P(m_i) |\chi_{\lambda\lambda\mu}(90^{\circ}, 0^{\circ})_y|^2 \\
&= \langle 212 - 1|00 \rangle^2 P(1) \frac{5}{16\pi} + \langle 2 - 121|00 \rangle^2 P(-1) \frac{5}{16\pi} \\
&= \frac{1}{16\pi} (P(1) + P(-1))
\end{aligned}$$

となる。また、無偏極のガンマ線の強度は

$$\begin{aligned}
W(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \mathbf{P}^{\parallel}(90^{\circ}, 0^{\circ}) + \mathbf{P}^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ}) \\
&= \frac{1}{16\pi} (P(2) + P(1) + P(-1) + P(-2))
\end{aligned}$$

である。ここで $P(m_i)$ の値を代入すると、

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}^{\parallel}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \frac{1}{36\pi} \\
\mathbf{P}^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \frac{5}{252\pi} \\
W(90^{\circ}, 0^{\circ}) &= \frac{1}{21\pi}
\end{aligned}$$

である。直線偏光の理論値 P_0 は

$$P_0 = \frac{\mathbf{P}^{\parallel}(90^{\circ}, 0^{\circ}) - \mathbf{P}^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ})}{\mathbf{P}^{\parallel}(90^{\circ}, 0^{\circ}) + \mathbf{P}^{\perp}(90^{\circ}, 0^{\circ})} = 0.1667$$

である。繰り返しになるが、ここで $P^{\parallel}(90^{\circ}, 0^{\circ})$ は z 軸方向に電場が向いている成分であり、即ち y 軸方向へ散乱された数である。また、この P_0 は検出効率が 100% の場合に観測される直線偏光度である。実際にはコンプトン散乱断面積の一部が直線偏光に感度があるのみなので、測定値はもっと小さくなる。測定値 P はこの理論値 P_0 に直線偏光測定感度 ξ を掛けて表される。

$$P = \xi P_0$$

実験は 263 kBq の ^{60}Co をもちいて、158 時間の測定を行った。線源からの距離 52 mm の位置に $3'' \times 3''$ の NaI 検出器を置き、これと直角で 55 mm の位置に 5 分割セグメント型ゲルマニウム検出器を設置した。 ^{60}Co は ^{60}Ni に β 崩壊した後 1172 keV と 1333 keV の 2 本のガンマ線を連続して放出するが、この内の 1172 keV を NaI 検出器で測定し、同時に 5 分割セグメント型ゲルマニウム検出器により 1333 keV のガンマ線を観測した。2 本のガンマ線を同時に観測する回数は 70 events/sec であった。

前述の様に NaI 検出器を z 軸、セグメント検出器を x 軸に置き、 y 軸方向に散乱された数を N^{\parallel} とする。即ち N^{\parallel} は $(P2 \times P5) + (P4 \times P5)$ である。この実験の測定値はそれぞれ

$$N^{\parallel} = 309285 \pm 571$$

$$N^{\perp} = 312108 \pm 574$$

となった。理論的な予想では N^{\parallel} が多い筈であったが、逆の結果が現れた。そこで、補正データとしてシングルス測定した。 n^{\parallel} は $(P2 + P4)$ である。

$$n^{\parallel} = 2361284 \pm 2025$$

$$n^{\perp} = 2395107 \pm 2050$$

即ち、そもそも x 軸方向の検出器の実効的な立体角が大きかったと言える。この実験では BGO アンチコンプトンシールドでコリメートされていないので、影響が大きかったと考えられる。この数を補正係数として

$$N'^{\parallel} = N^{\parallel}$$
$$N'^{\perp} = \frac{n^{\parallel}}{n^{\perp}} N^{\perp}$$

の様になると、直線偏光の測定値は

$$P = \frac{N'^{\parallel} - N'^{\perp}}{N'^{\parallel} + N'^{\perp}} = 0.00257 \pm 0.00092$$

となり、また、直線偏光測定感度は

$$\xi = 0.015 \pm 0.006$$

であった。モンテカルロ計算によって模擬計算を行うと $\xi = 0.0221$ となりこの結果と良く一致した。

3. 2. インビーム実験

加速器を用いた原子核複合反応によるインビーム実験では、ビーム軸方向を z 軸としこれを量子化軸とすると、生成された原子核は磁気量子数 $m = 0$ に整列する。この為、放出されるガンマ線は角分布を示し、また同時に、直線偏光している。ガンマ線の電磁気的多重度が電気的である場合、直線偏光の電場ベクトルはビーム軸方向を向いている。これがコンプトン散乱すると、電場ベクトルを保存する様な散乱が起きやすいので、ビーム軸に垂直に散乱され易い。磁気的多重度を持つ場合にはこれと逆に、ビーム軸方向へ散乱される確率が高い。

インビーム実験で直線偏光を測定した場合、その直線偏光の大きさは、角分布と関連がある。ガンマ線の角度依存性は

$$W(\theta) = A_0(1 + A_2P_2 + A_4P_4)$$

の様に、ルジャンドル関数 P_2 と P_4 で表されるが、この係数を用いて直線偏光の強度が予想できる。同一条件で直線偏光を測定した場合、直線偏光測定器の角度が $\theta = 90^\circ$ ならば、電磁気的多重度が $\lambda = 1$ の場合には

$$P_0 = \alpha(\pi) \frac{3A_2}{A_2 - 2}$$

また、電磁気的多重度が $\lambda = 2$ の場合には

$$P_0 = \alpha(\pi) \frac{12A_2 + 5A_4}{8 - 4A_2 + 3A_4}$$

と表せる。ここで $\alpha(\pi)$ は符合で

$$\begin{aligned}\alpha(E\lambda) &= 1 \\ \alpha(M\lambda) &= -1\end{aligned}$$

の様に電気的か磁気的かにより異なる。この符合を測定する事で、ガンマ線の持ち出すパリティが測定できる。

3. 2. 1. ^{127}Ba のインビーム実験

^{127}Ba 原子核についてインビームガンマ線分光実験を行い直線偏光を測定した。厚さ 5.5 mg/cm^2 の ^{118}Sn ターゲットに 55MeV の ^{12}C ビームを照射し、核融合反応 $^{118}\text{Sn}(^{12}\text{C},3n)^{127}\text{Ba}$ にて ^{127}Ba 原子核を生成した。

まず、角分布を測定した。ゲルマニウム検出器を角度 23° 、 35° 、 50° 、 65° 、 80° 、 90° 、 100° の位置で測定した。得られたデータをルジャンドル関数でフィットし展開係数の A_2 と A_4 を求めた。この係数から求めた直線偏光の理論値 P_0 を図 17 に示す。ただし係数は $a(\pi) = 1$ とした。

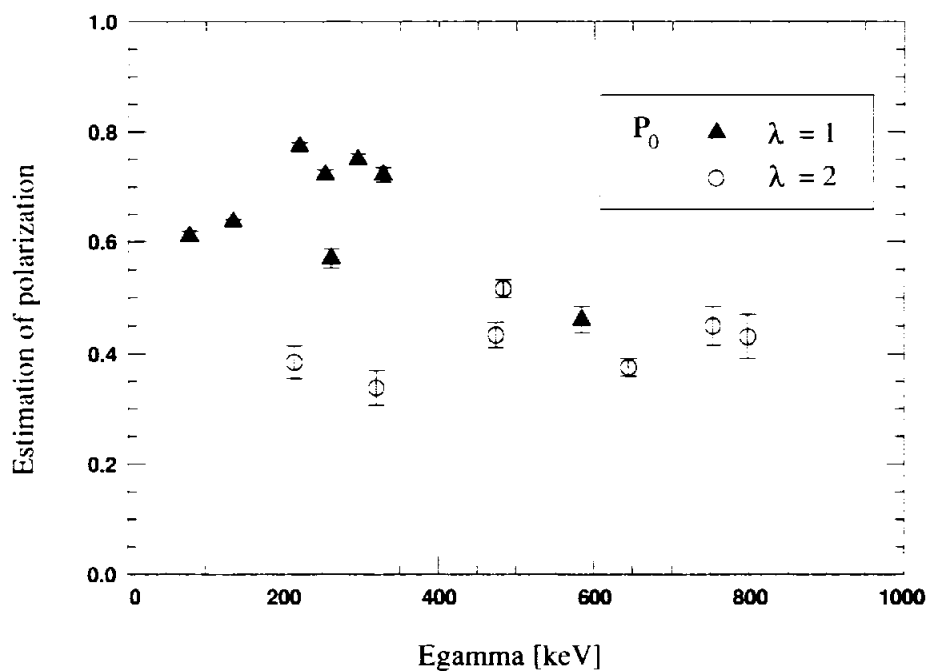


図 17 ^{127}Ba の角分布係数 A_2 と A_4 による直線偏光

5分割セグメント型ゲルマニウム検出器はクリスタルボールに設置した場合と同じ条件とし、BGO アンチコンプトンシールド内に設置した。また、ターゲットからの距離も 130 mm とした。ビーム軸に対する検出器の角度 θ は、クリスタルボール設置した場合にはフレームの位置関係で 79.2° となる。この為、 $\theta = 90^\circ$ と 80° さらに 50° でも測定した。

図 18 にコンプトン散乱の事象を捕らえたコインシデンスモードでのスペクトルを示す。また、図 19 に角度 90° で測定した直線偏光の値を示す。この図では、角

分布の振幅が大きいガンマ線を選んで解析した。予想通り M1 は負、M2 は正の値となった。

図 20 に直線偏光の角度依存性を示す。もっともエネルギーの低い 79 keV は比較的大きな負の値となったが、しかし角度依存性では $\theta = 50^\circ$ で大きな値が得られたので、この 79keV の直線偏光の値は別な方法で校正する必要がある。

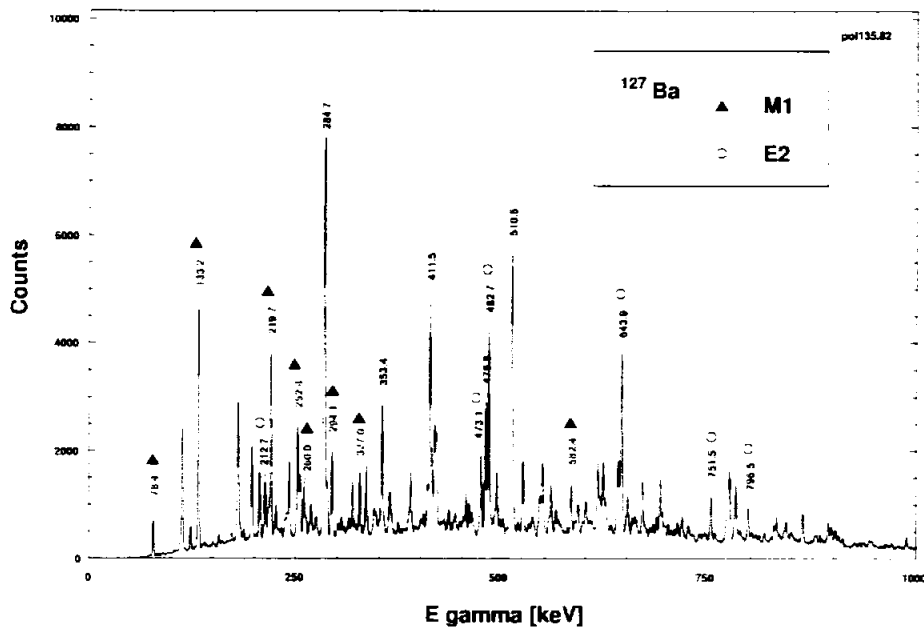


図 1 8 ^{127}Ba の 5 分割セグメント型検出器によるスペクトル

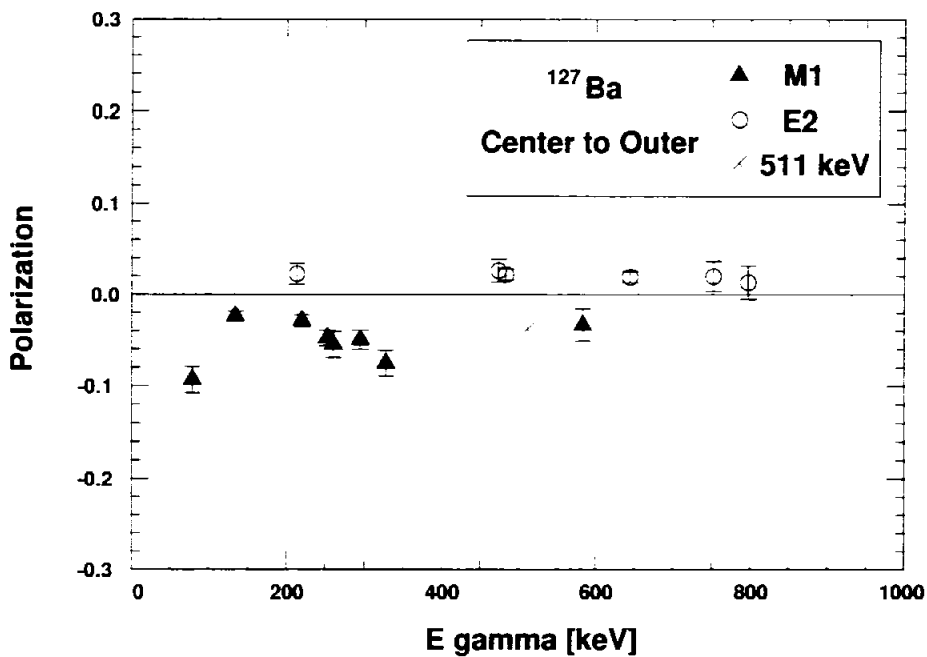


図 1 9 ^{127}Ba の直線偏光測定値

また、実験直後に測定した残留放射線の直線偏光を図 2 1 に示す。このガンマ線は本来直線偏光を示さないはずである。

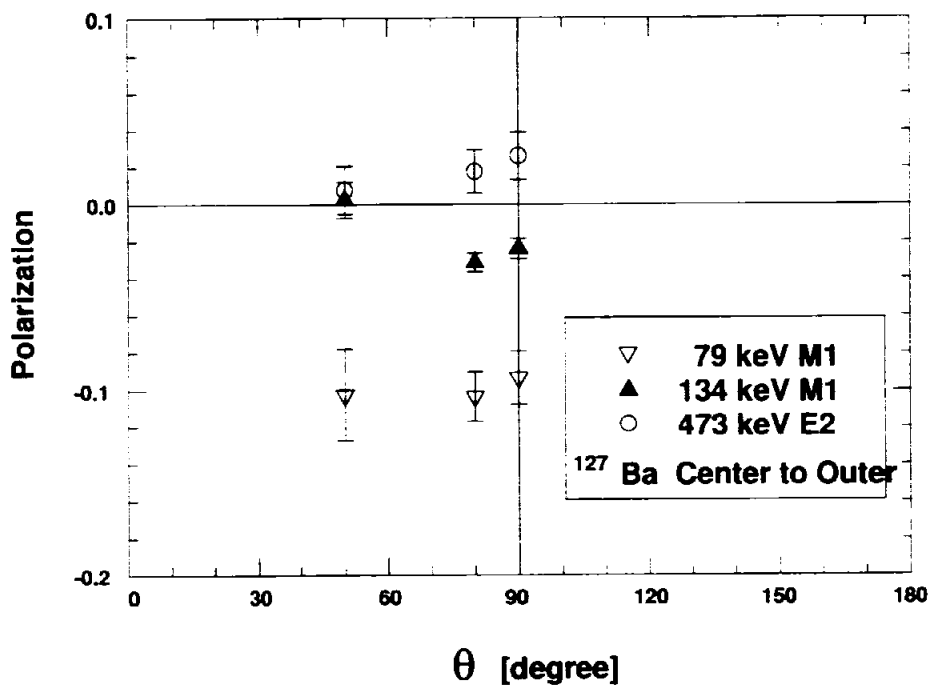


図 2 0 直線偏光の角度依存性

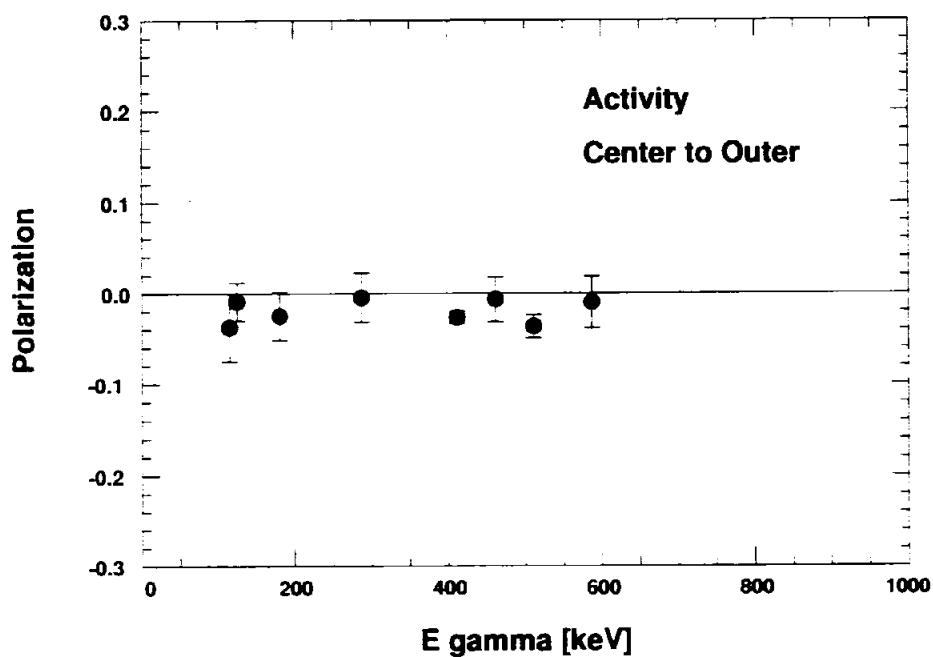


図 2 1 実験後の残留放射線の直線偏光

この実験では、5分割セグメント型検出器を CAMAC の coincidence register に接続して結晶内の散乱を記録したが、図 1 1 に示した No.5 と No.10 のパターンを比較しても直線偏光を測定できる。以下に、外周電極同士で散乱した事象について解析した結果をしめす。

まず、測定された直線偏光を図 2 2 に示す。この図から、ガンマ線のエネルギー

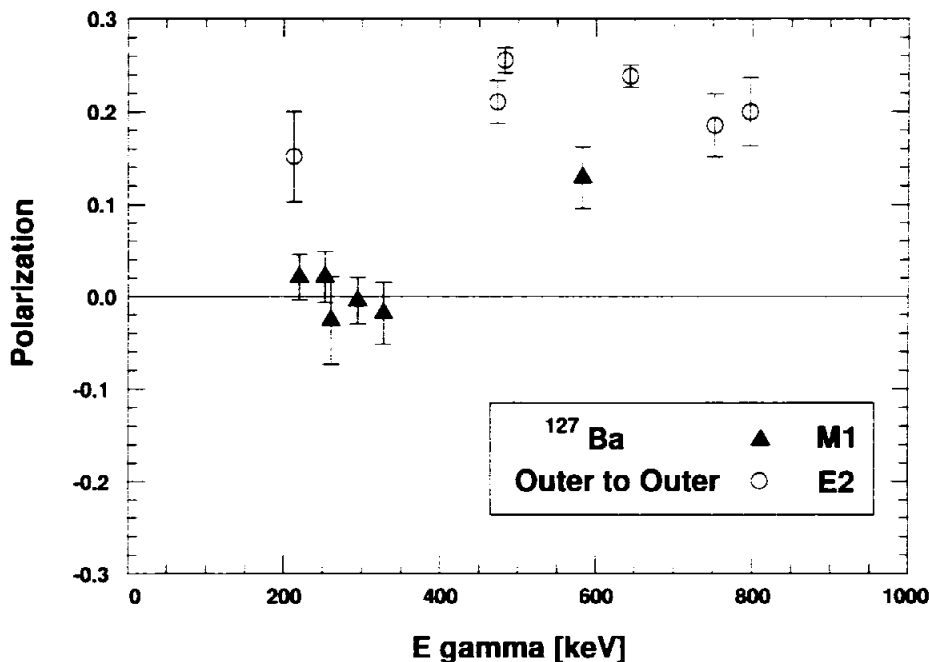


図 2 2 ^{127}Ba の外周電極のみを使用した場合の直線偏光測定値

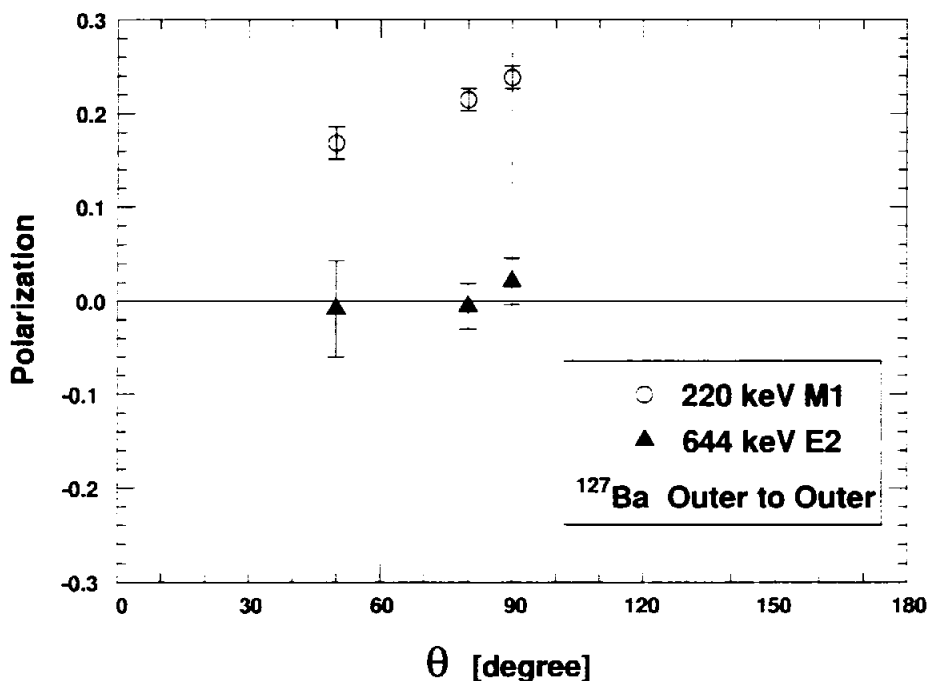


図 2 3 直線偏光の角度依存性

が数百 keV の比較的高いエネルギー領域では、外周電極同士の散乱の方が通常の 5 分割セグメント型よりも測定感度が良い事が判る。しかし、一方、エネルギーの低い M1 はほとんど感度が無い。これは図 2 3 の角度依存性でも明らかである。さらに図 2 4 の本来直線偏光していない筈の残留放射線からの値も高エネルギー領域で大きな値を示した。

この様に無偏光なガンマ線に対して測定値がゼロにならない事は、校正用線源などで補正データを十分取り補正するべきであった。5 分割セグメント型ゲルマニウム検出器の中央電極を用いる場合も含めて今後の課題である。

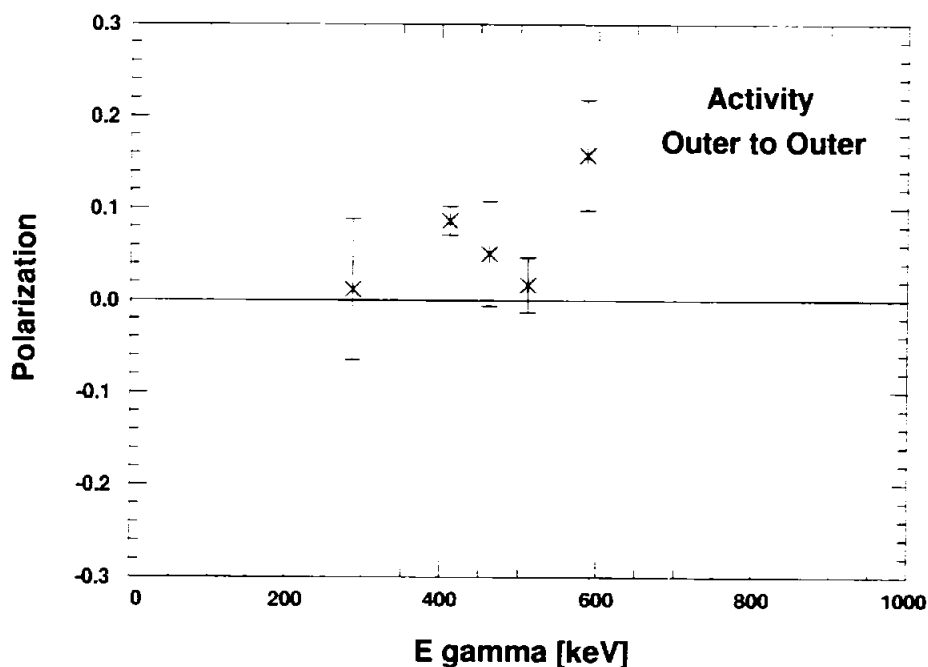


図 2 4 実験後の残留放射線の直線偏光

3. 2. 2. ^{178}W のインビーム実験

^{178}W の原子核をインビーム実験にて生成し、放出されるガンマ線の直線偏光を測定した。実験では厚さ $2\text{mg}/\text{cm}^2$ の ^{170}Er のセルフサポートターゲットを用いた。これに 60 MeV の ^{12}C ビームを照射し $^{170}\text{Er}(^{12}\text{C}, 4n)^{178}\text{W}$ 反応で ^{178}W を生成した。

まず角分布を $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ の各点についてガンマ線の強度を測定し A_2 と A_4 を求めた。図 2 5 の角分布から求めた直線偏光 P_0 を示す。

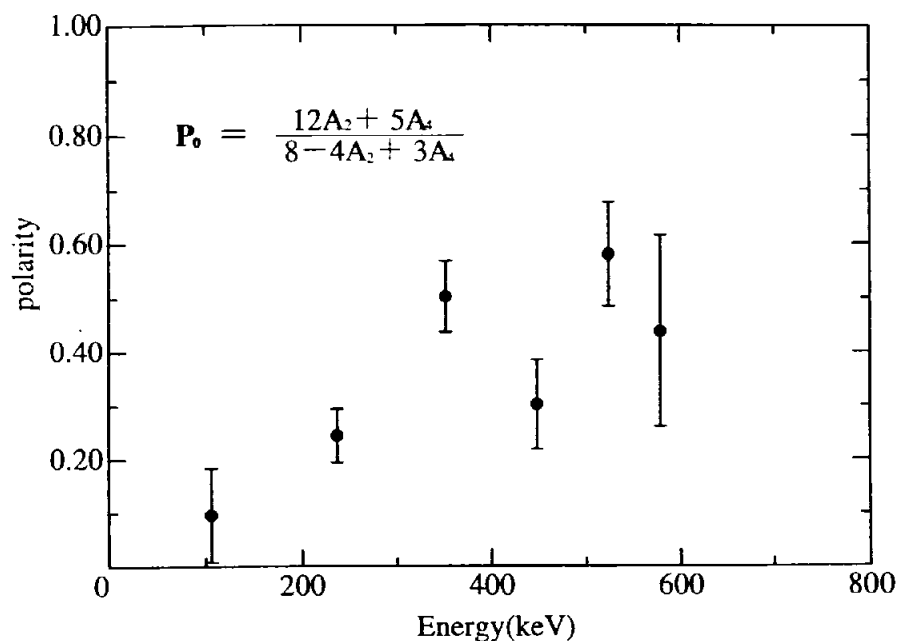


図 2 5 ^{178}W の角分布から求めた直線偏光

次に 5 分割セグメント型ゲルマニウム検出器により直線偏光を測定した。 ^{127}Ba 実験と異なり、コリメータ無しで、ターゲットから 105 mm の位置に設置した。図 2 6 は直線偏光の測定値 P 、また図 2 7 は角分布から求めた P_0 と比較し計算した直線偏光測定感度 ξ である。

これらの ^{178}W のガンマ線は $2^- \rightarrow 0^-$ 106keV 、 $4^- \rightarrow 2^+$ 237keV 、 $6^+ \rightarrow 4^-$ 352keV 、 $8^+ \rightarrow 6^-$ 448keV 、 $10^- \rightarrow 8^-$ 524keV 、 $12^- \rightarrow 10^+$ 579keV で全て E2 遷移である。従って測定された値は全て正であった。

また、 ^{60}Co のデータも併記した。 ^{178}W の実験と ^{60}Co の結果は非常に良く一致している。

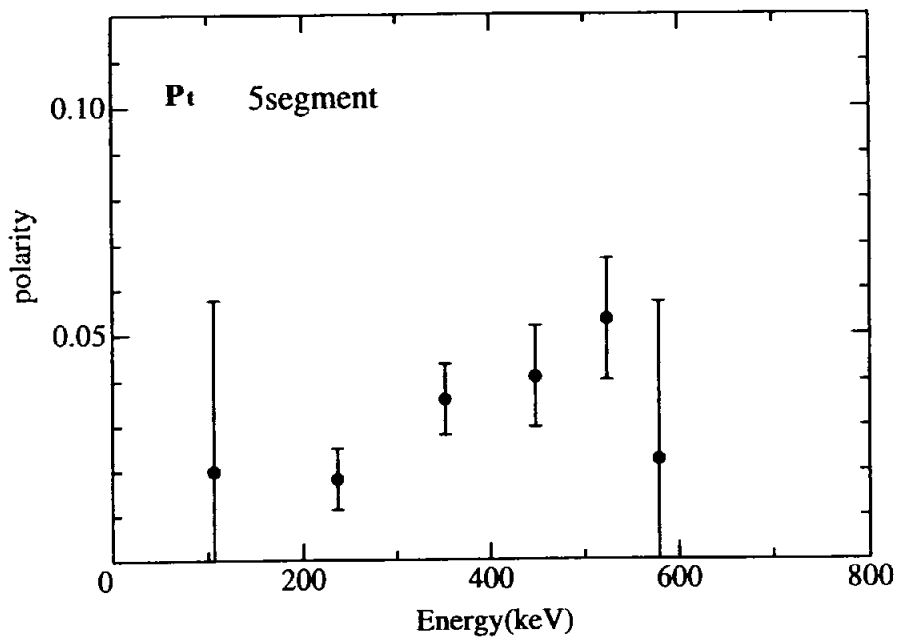


図 2 6 ^{178}W の直線偏光

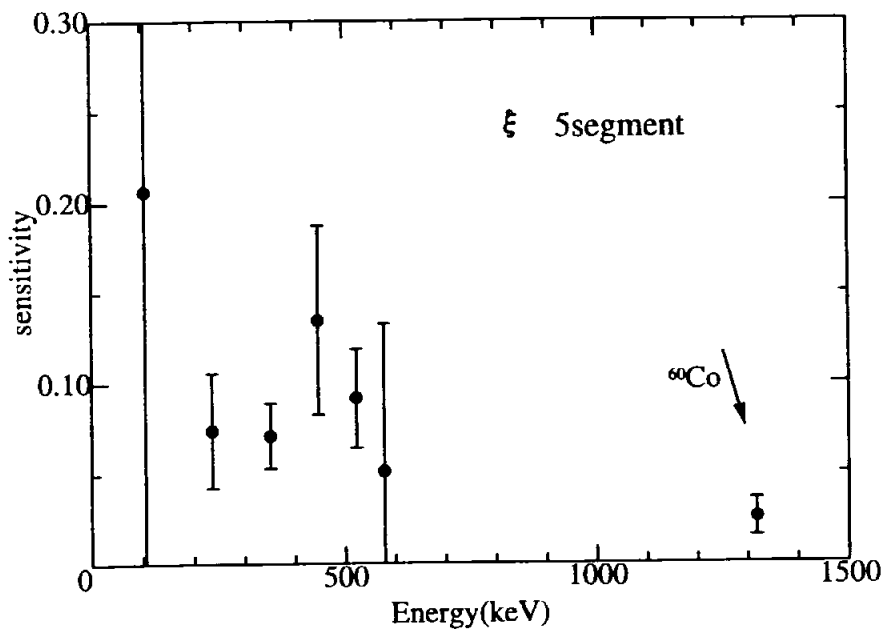


図 2 7 ^{178}W について求めた直線偏光測定感度

また、5分割セグメント型ゲルマニウム検出器を軸の回りに 45° 回転させ、4分割セグメントに横した配置でも測定した。この配置の場合中央電極は全く使用していない。しかし、この実験から4分割セグメントでも直線偏光が測定可能である事が確認された。

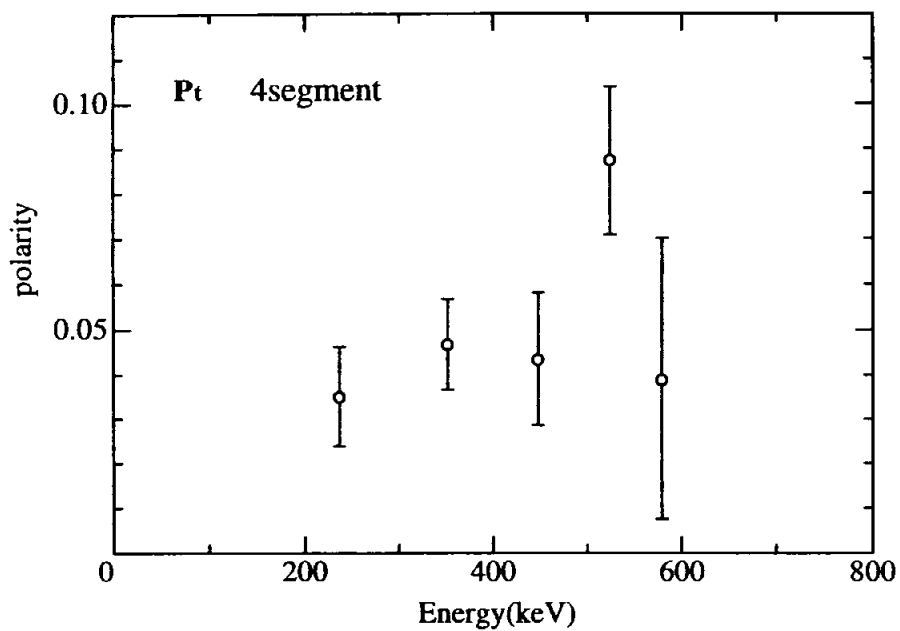


図 2 8 ^{179}W の 4 分割セグメント配置での直線偏光

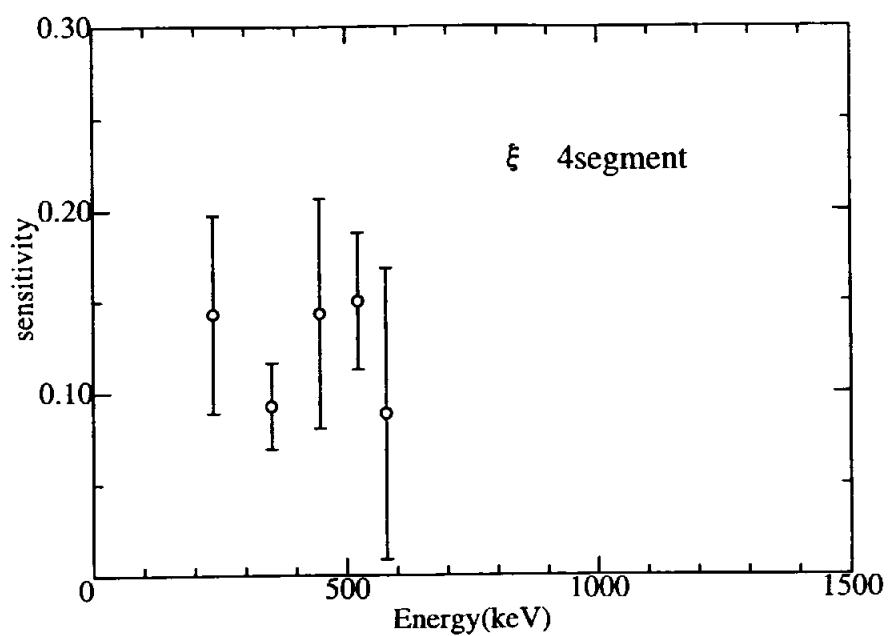


図 2 9 178 の 4 分割セグメント配置の直線偏光測定感度