

# 中性子による GSO の放射化

亀岡 覚

平成12年4月10日

# 目次

1	目的	2
2	研究内容	3
2.1	シンチレーション検出器	3
2.2	ゲルマニウム検出器	3
2.3	Neutron capture	3
3	実験内容	5
3.1	Neutron の照射	5
3.2	実験のセットアップとデータ収集系	6
4	データおよび解析	8
4.1	Ge のスペクトル	8
4.2	GSO 及び TDC のスペクトル	13
4.3	life time の導出	16
4.4	GSO のスペクトルの解析	20
4.5	Neutron flux の導出	23
5	結論とまとめ	26
A	Appendix	27
A.1	calibration	27
A.2	GEANT による simulation	29

# 1 目的

GSO (以下 GSO) シンチレータは NaI シンチレータと同程度のエネルギー分解能を持ち、放射長が短いために rate に強いという特徴を持つ。しかし、GSO に含まれる Gd のうちいくつかの同位体は熱中性子を捕獲すると放射化して  $\beta$  崩壊し、励起状態にある原子核が  $\gamma$  線を放出して遷移する。そのため中性子が飛んでいる状況下で GSO シンチレータを使用するとこの  $\gamma$  線が測定に影響を与える可能性がある。この影響を検証するのが研究のテーマである。

## 2 研究内容

### 2.1 シンチレーション検出器

シンチレーション検出器に入射した $\gamma$ 線エネルギーはシンチレータ内で光電効果、コンプトン散乱、電子対生成という三種類の相互作用を経て電子の運動エネルギーに移行する。この高速電子によってシンチレータが励起されて発光し、蛍光光子が光電面で吸収されて光電子が放出され、光電子増倍管で増倍されて最終的に入射 $\gamma$ 線エネルギーに比例した波高の電氣的パルスを得る。GSO( $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ )はCeを発光中心とするシンチレータである。本実験で使用したGSOと装着した光電子増倍管(PMT)は以下の通りである。

	GSO1	GSO2
組成	$\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}(\text{Ce} : 0.5 \text{ mol}\%)$	
密度	$6.71(\text{g}/\text{cm}^3)$	
形状	直方体 ( $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 13.5 \text{ cm}$ )	円柱 (直径 $7 \text{ cm}$ , 長さ $16 \text{ cm}$ )
PMT	H3178(Hamamatsu)	HA6569(Hamamatsu)
印加電圧	$-1850 \text{ V}$	

表 1: 使用した GSO と PMT

### 2.2 ゲルマニウム検出器

Ge半導体検出器は、シンチレータが発光を利用するのに対して結晶内で $\gamma$ 線によって生成された電子正孔対を電極に集めるものである。シンチレーション検出器に比べて一個の情報キャリアを生成するのに要するエネルギーが小さいためエネルギー分解能が約  $2 \text{ keV}$  と極めて小さい。本実験では ORTEC 社の高純度 Ge 検出器 (reset 型 pre-amp 内蔵,  $\text{HV} = -2500$ ) を使用した。

### 2.3 Neutron capture

中性子と物質の相互作用の一つに neutron capture がある。これは原子核が中性子を捕獲して複合核が励起状態になり、 $\gamma$ 線を放出して基底状態に戻るものである。質量数が 100 以上の核種では熱外中性子 ( $E \gtrsim 0.4 \text{ eV}$ ) に対する共鳴吸収の断面積が大きい。共鳴領域を除くと一般に断面積は中性子の速度に反比例する。(文献 [1])

表2に主な Gd 同位体と熱中性子に対する (n,γ) cross section を示す。熱中性子とは室温で熱平衡状態にある中性子のことで、運動エネルギーは 0.025 eV 程度である。

$A$ Gd	含有率 (%)	cross section [b]	$A+1$ Gd	life time	decay mode
$^{155}\text{Gd}$	14.80	$6.09 \times 10^4$	$^{156}\text{Gd}$	stable	—
$^{156}\text{Gd}$	20.47	1.51	$^{157}\text{Gd}$	stable	—
$^{157}\text{Gd}$	15.65	$2.54 \times 10^5$	$^{158}\text{Gd}$	stable	—
$^{158}\text{Gd}$	24.84	2.22	$^{159}\text{Gd}$	18.749 h	$\beta^-$
$^{160}\text{Gd}$	21.86	0.77	$^{161}\text{Gd}$	3.66 m	$\beta^-$

表 2: Gd の同位体 (文献 [2])

本実験では  $^{159}\text{Gd}$  の出す  $\gamma$  線のうち dominant である  $E_\gamma = 363.54 \text{ keV}$  を検出することを目的とした。 $^{159}\text{Gd}$  は GSO 中に最も多く含まれる同位体である  $^{158}\text{Gd}$  が中性子を捕獲してでき、放射化 Gd のうちでは長い寿命を持つ。(図 1 参照)

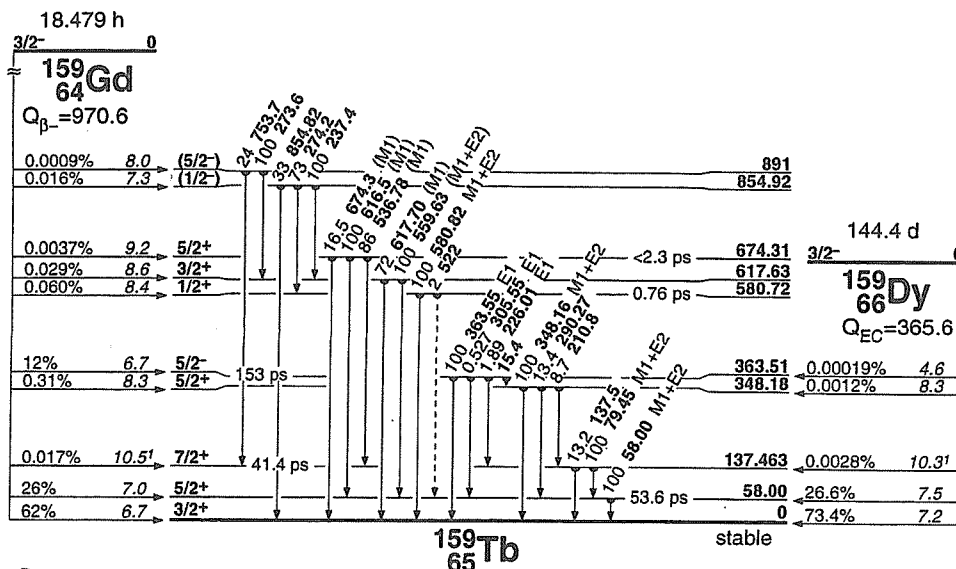
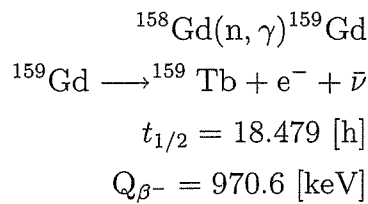


図 1:  $^{159}\text{Gd}$  の崩壊図 (文献 [2])

### 3 実験内容

実験は東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターホットラボで行った。

#### 3.1 Neutron の照射

図2のように線源に対する立体角がなるべく大きくなるように二つの GSO シンチレータを配置して neutron を照射した。

使用線源 :  $^{252}\text{Cf}$   
放射能 : 39.59 MBq(収納当時)  
収納年月日 : 99.04.01  
半減期 : 2.04 y  
照射時間 : 19.5 h

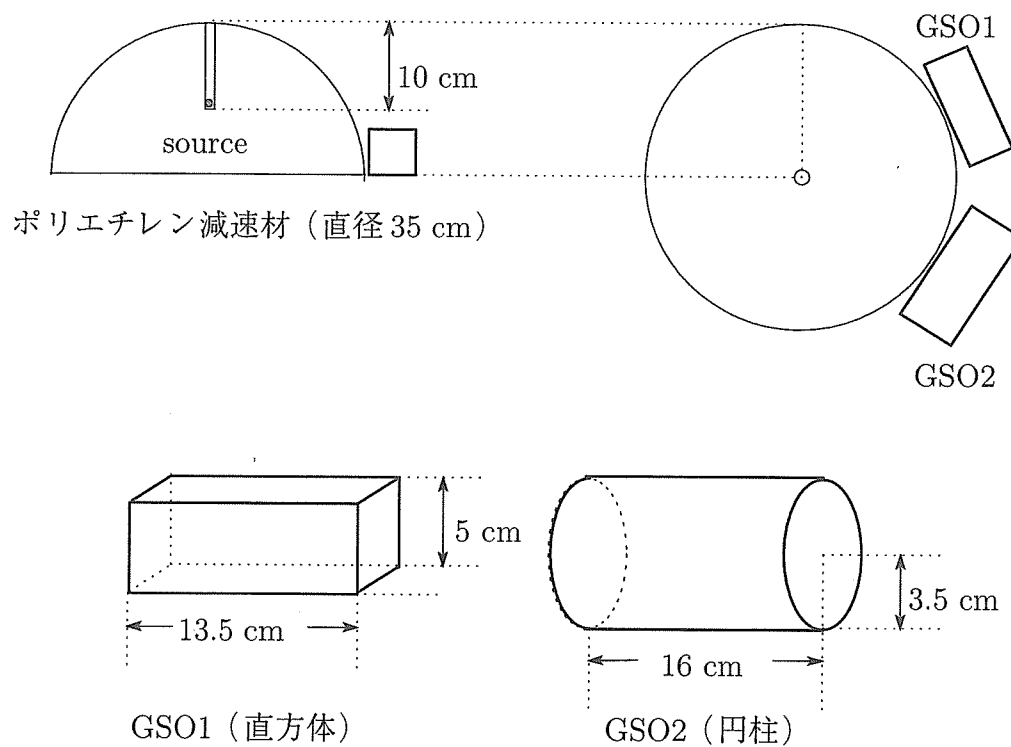


図 2: neutron の照射

### 3.2 実験のセットアップとデータ収集系

照射後、ゲルマニウム検出器に対する立体角が最も大きくなるように二つの GSO シンチレータを配置して KODAQ のリストモードでデータ収集を行なった。図 3 に測定回路図を、図 4 に Ge 検出器と GSO の geometry を示す。二つの GSO シンチレータの出力の OR をとったものとゲルマニウム検出器の出力の coincidence を trigger 入力とした。GSO 中の Gd の  $\beta$  崩壊に伴う  $\gamma$  線がゲルマニウム検出器に入れば同時係数となるのでゲルマニウム検出器は目的の  $\gamma$  線のスペクトルを示すものと期待される。なお、coincidence の出力はゲルマニウム検出器のタイミングになっている。また、同時係数されているかを確認するためにゲルマニウム検出器の信号を start、GSO シンチレータのいずれかの出力を stop として TDC で時間差を計測した。計測は照射をやめてから 2.8 時間後に始めた。

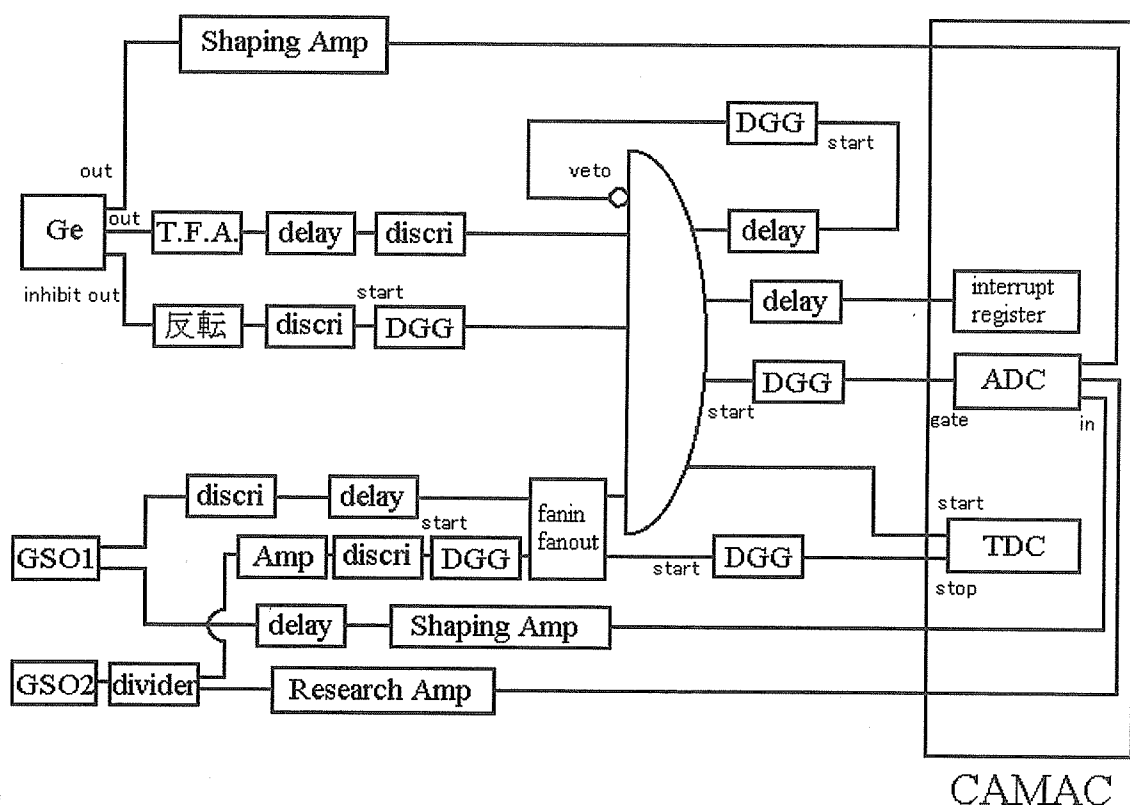


図 3: 回路図

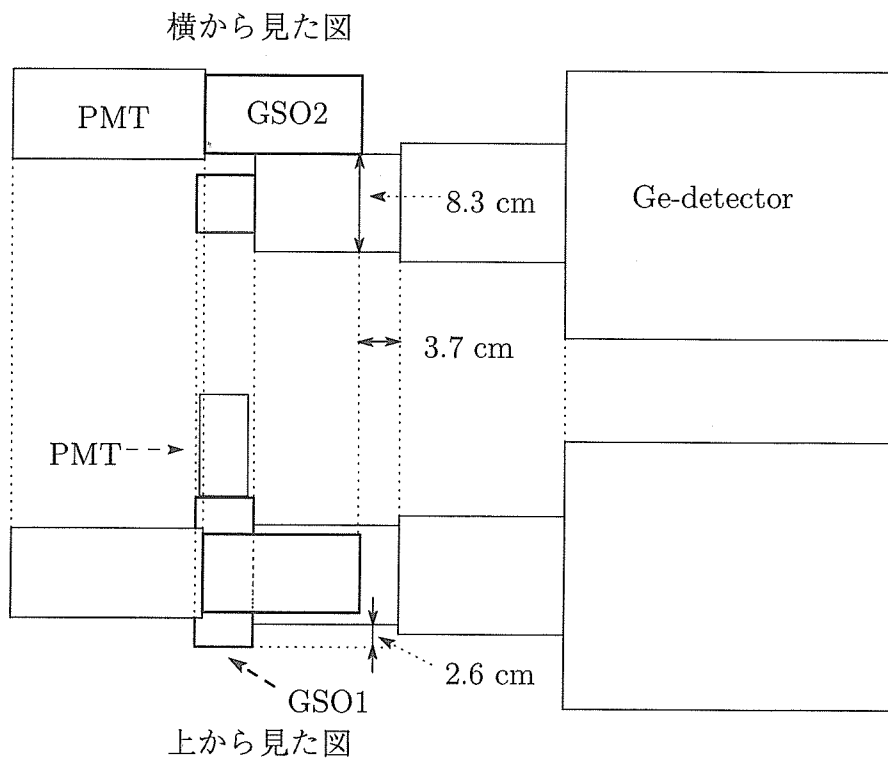


図 4: geometry



## 4 データおよび解析

### 4.1 Geのスペクトル

測定の結果期待されるエネルギーとほぼ一致するピークが見られた。図5は16時間分のゲルマニウム検出器のスペクトルである。それに対して図6はGe検出器のみを trigger とした background のスペクトルである。(23.5 h 計測)

coincidence の rate  $\sim 5$  counts/sec

background の rate  $\sim 100$  counts/sec

background スペクトルのピークは以下の自然放射線源による。

238 keV	$^{212}\text{Pb}$
295 keV, 352 keV	$^{214}\text{Pb}$
511 keV	高エネルギー $\gamma$ 線による $e^-e^+$ 対生成に起因
583 keV	$^{208}\text{Tl}$
609 keV	$^{214}\text{Bi}$
911 keV	$^{228}\text{Ac}$

図7、図8はそれぞれを拡大したものである。background のスペクトルには構造は見られない。次に以下の関数で fitting を行った。(図9)

$$f(x) = p(1) \exp \left[ -\frac{(x - p(2))^2}{2p(3)^2} \right] + p(4) + p(5)x \quad (1)$$

ピーク部分を gauss 関数、background 部分を一次関数で表している。fitting の結果ピークのエネルギーは

$$E_\gamma = 362.9 \text{ keV}$$

となった。

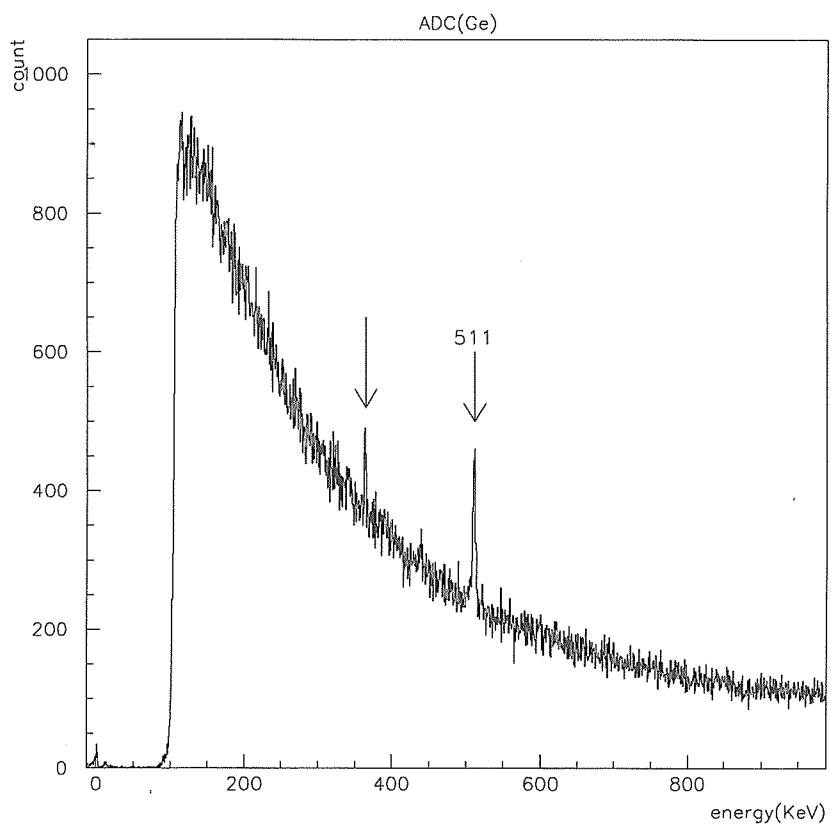


図 5: ADC(Ge). 測定開始後 16 時間分のデータ (以下 16h)。最もきれいなピークが見えた (矢印)。

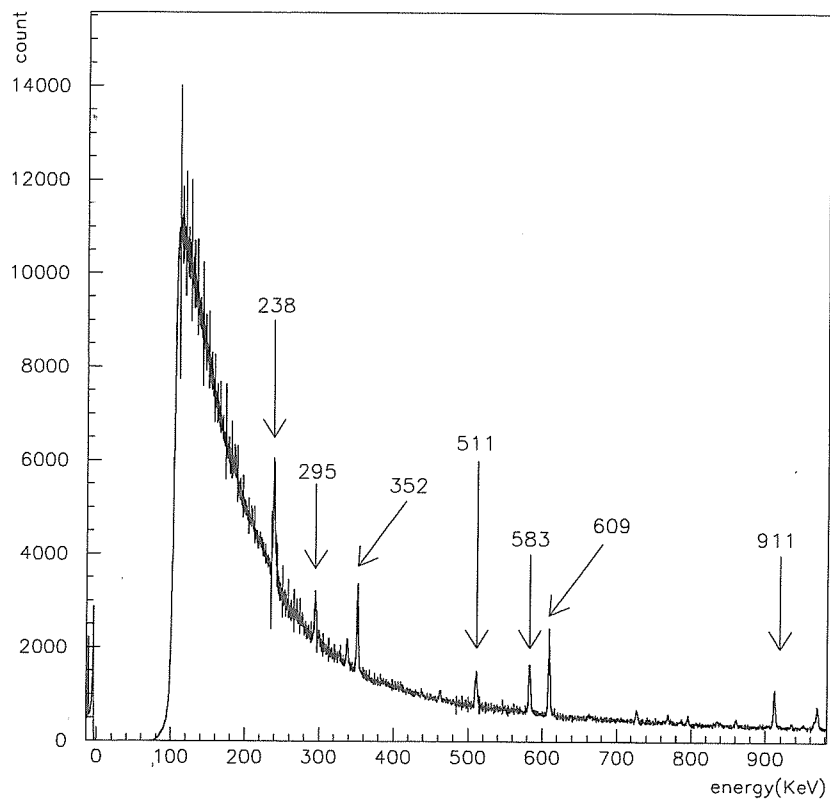


図 6: ADC(Ge). background スペクトル (23.5 時間測定)。coincidence 測定後十分時間が経ってから行った。

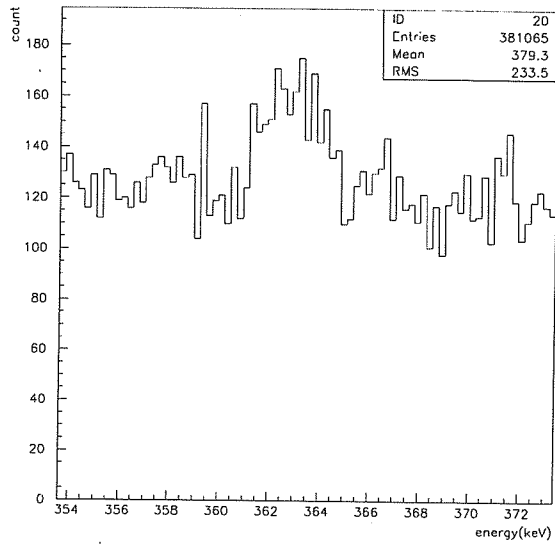


図 7: ADC(Ge, 16h). 図 5 の拡大図。

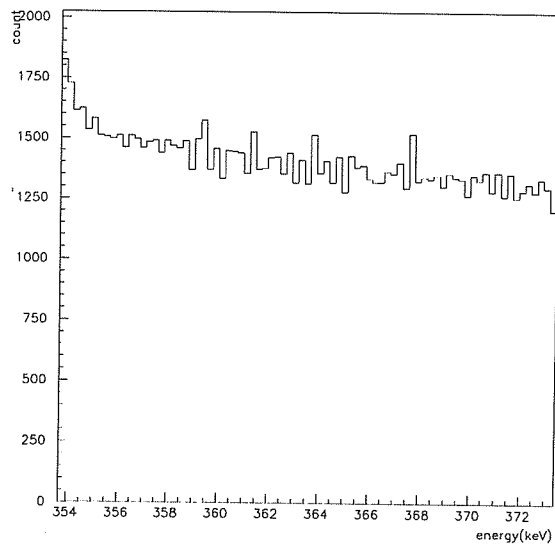


図 8: ADC(Ge, b.g., 23.5h). 図 6 の拡大図。

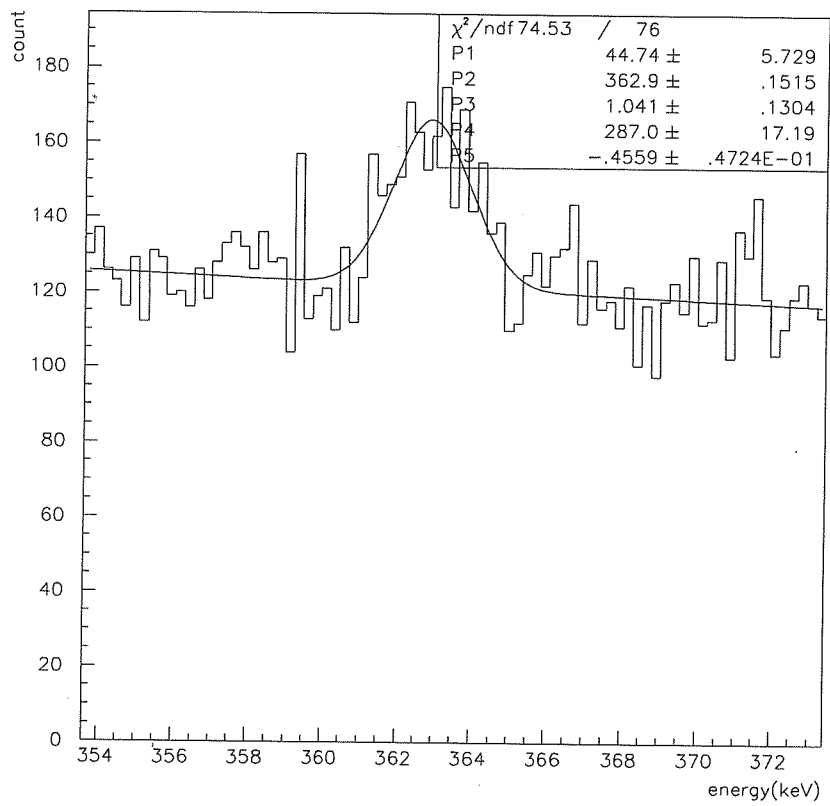


図 9: ADC(Ge, 16h). 図 7 を gauss 関数+一次関数で fit させたもの。

## 4.2 GSO 及び TDC のスペクトル

図 10、図 11 にそれぞれ GSO1 と GSO2 のスペクトルを示す。0 点が非常に多いが、これはどちらか一方に信号が来たとき trigger がかかっているからである。

図 12 に示すように TDC のスペクトルには二つのピークがある。これは二つの GSO シンチレータによる stop のタイミングにずれがあるためである。このことを確かめるために GSO1 が stop 入力となっている時とそうでないときの TDC スペクトルを作りそれぞれ図 13、図 14 に表示した。具体的には

図 13 ADC(GSO1) > 75 ch であるときの TDC スペクトル

図 14 ADC(GSO1) ≤ 75 ch であるときの TDC スペクトル

図 13 と図 14 より、低い channel 側の peak が GSO2 のタイミング、高いほうが GSO1 のタイミングによるものであることがわかる。TDC のスペクトルが低 channel 側に裾を引いているのは、低エネルギーの信号に対しては discriminator の出力 (TDCstart) が遅れて TDC の値が小さくなるためである。

図 15 は Ge と TDC の二次元ヒストグラムである。大半は偶然同時計数であると考えられる。

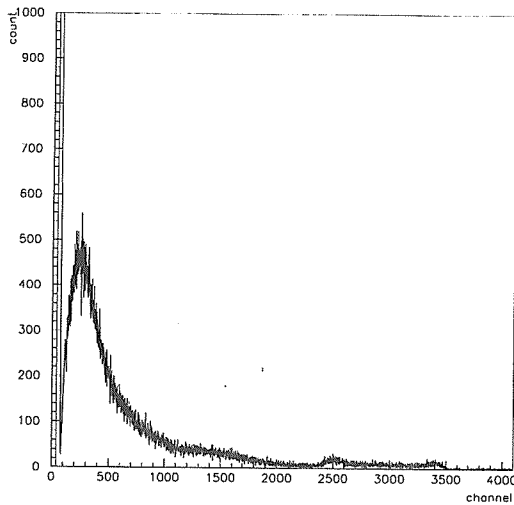


図 10: ADC(GSO1, 16h).

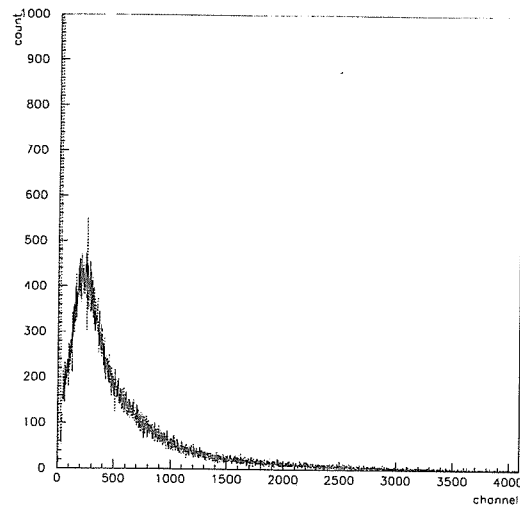


図 11: ADC(GSO2, 16h).

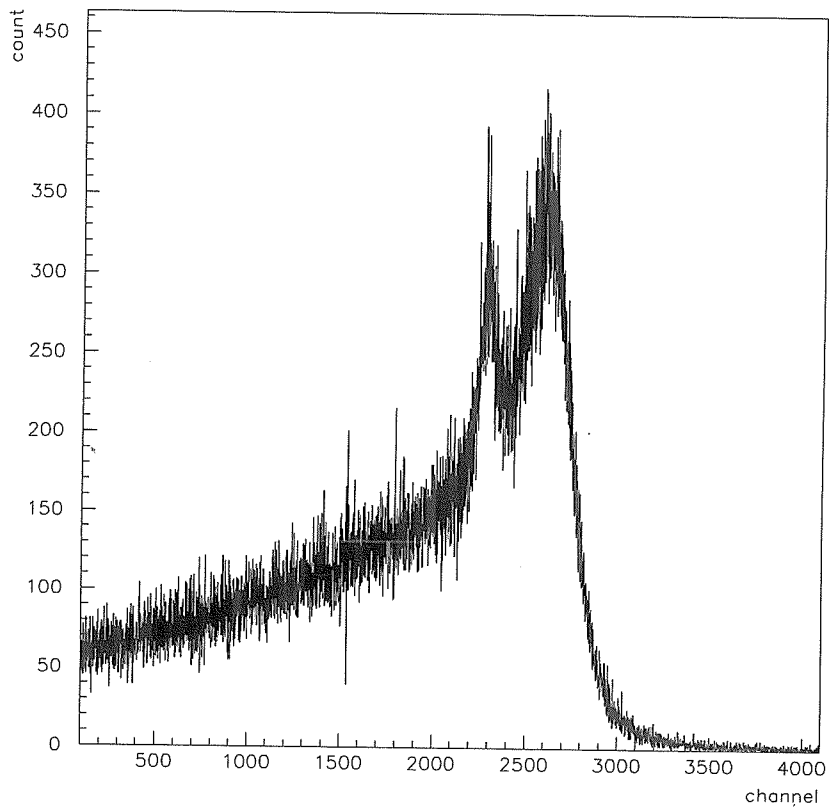


図 12: TDC(16h).

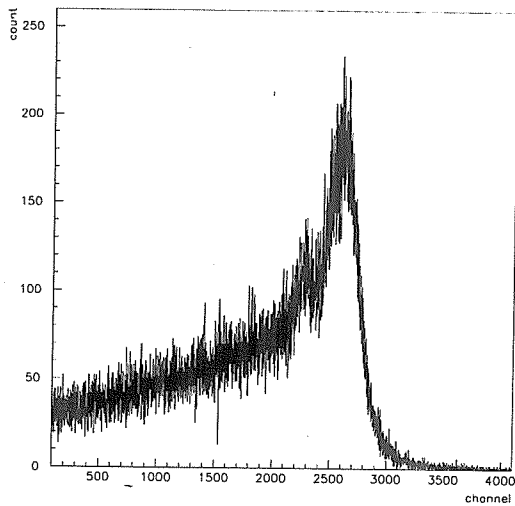


図 13: TDC(16h). 図 14 の補事象

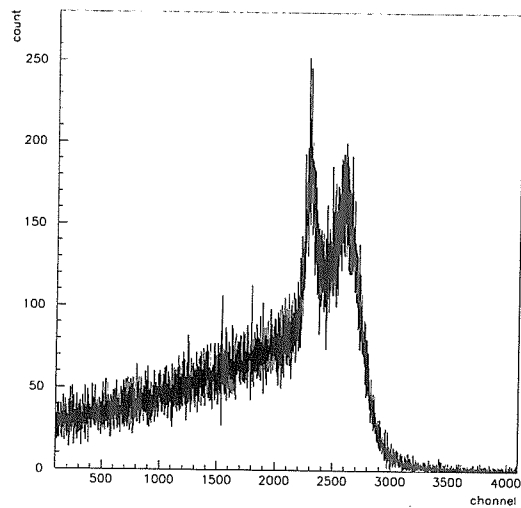


図 14: TDC(16h). GSO1 が零点の時のデータ。

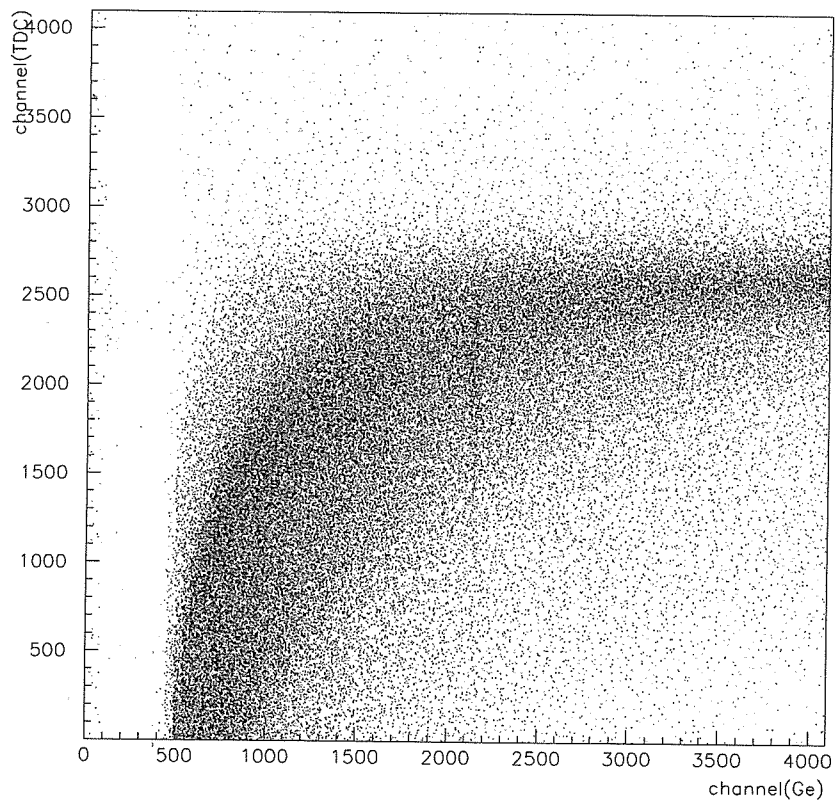


図 15: ADC(Ge) と TDC の二次元ヒストグラム (16h)



### 4.3 life timeの導出

放射性核種は時間と共に指数関数に従って減少するから目的の現象を観測しているならば $\gamma$ 線の計数もこれに従うはずである。以下では4時間ごとのデータを用いて life time を求めてみた。

まず、fittingの結果、16時間分のデータがもっともきれいな gauss 型になっていた (error が小さい)。理論的にはピークの位置と幅は時間と共に変化しないはずなので以後の fitting では  $p(2)$  と  $p(3)$  を 16時間のデータから得られた値に固定して行った。

$$\text{fixed} \begin{cases} p(2) = 1537 \text{ ピークの位置} \\ p(3) = 4.256 \text{ ピークの幅 (sigma)} \end{cases}$$

また、background は一定の割合で増えるとみなし、40時間のデータを4時間あたりに換算した値を用いた。一次関数部分の切片と傾きは以下の値に固定する。

$$\text{fixed} \begin{cases} p(4) = 54.42 \\ p(5) = -0.01537 \end{cases}$$

このような手法で4時間後とのスペクトルの fitting を行ったのが図 18 から図 21 である。fittingの結果、background は一定とみなしてよいことが確かめられた。

1st4h と 3rd4h ではピークの位置がそれぞれ低エネルギー側と高エネルギー側にずれている。これは Ge 検出器の gain が時間と共に変わってしまったためと考えられる。そのためピークの位置は固定しなかった。また 4th4h はもはやピークの形がはっきりしないので  $p(1)$  (ピークの高さ) 以外のパラメータを強制的に固定して  $p(1)$  を求めた。ピークの面積 (4時間あたりの計数) と  $p(1)$  は gauss 関数の性質より次の関係にある。

$$\text{計数} = p(1) \times \sqrt{2\pi} \times p(2) \quad (2)$$

従って  $p(2)$  を一定とみなせば  $p(1)$  は計数に比例するから  $p(1)$  も指数関数に従うはずである。次の関数に fit させることにより life time を求めることができる。

$$f(x) = A \exp \left[ -\frac{\ln 2 \times x}{t_{1/2}} \right] \quad (3)$$

fitting の結果、

$$A = 19.7 \begin{matrix} +6.2 \\ -5.1 \end{matrix}$$
$$t_{1/2} = 11.6 \begin{matrix} +9.9 \\ -3.8 \end{matrix} \text{ [h]}$$

となり、誤差の範囲で文献値 (18.479 [h]) と一致しているので正しい $\gamma$ 線を観測していることが確かめられた。なお、この計測では rate が  $\sim 5$  counts/sec と十分少ないので computer busy による数え落としは考慮しなくてよいと考えられる。

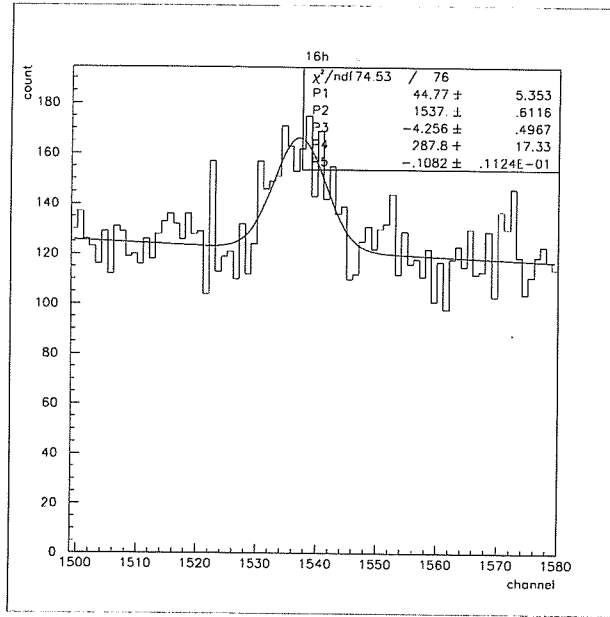


図 16: ADC(Ge, 16h). ピークの位置と幅はこのデータで得られた値に固定する。

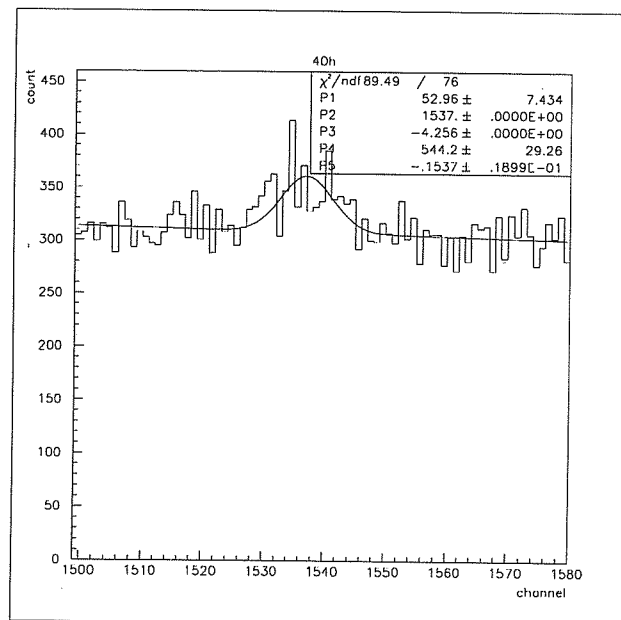


図 17: ADC(Ge, 40h). background 部分はこのデータを基準として求める。

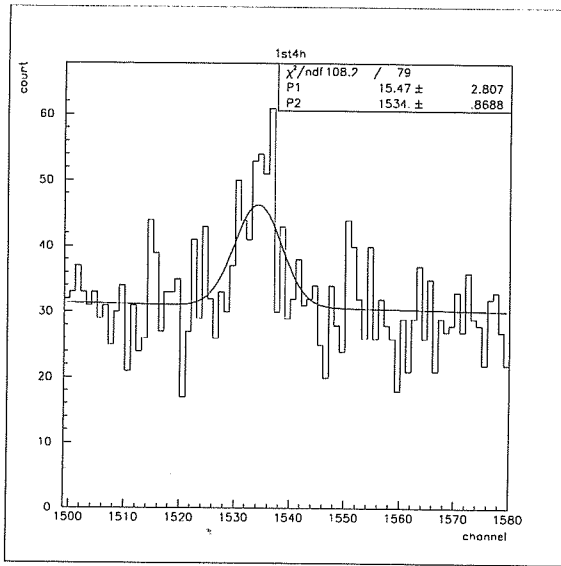


図 18: ADC(Ge, 1st4h). 測定開始後最初の 4 時間分のデータ。

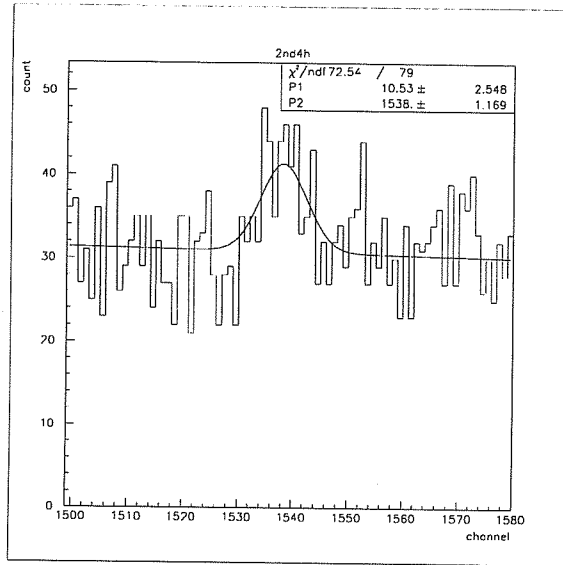


図 19: ADC(Ge, 2nd4h). 測定開始 4 時間後から 8 時間後までのデータ。

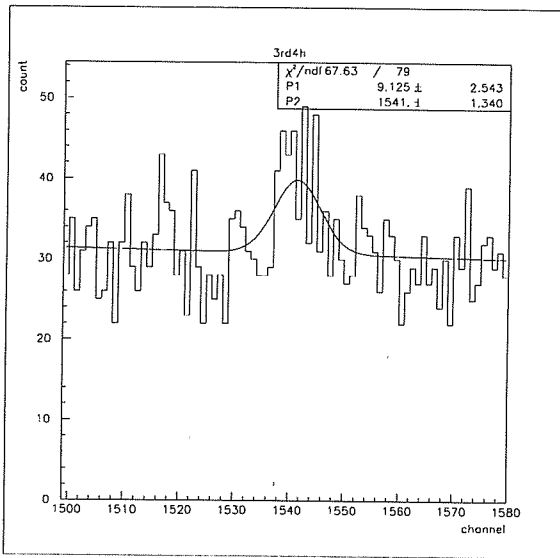


図 20: ADC(Ge, 3rd4h). 測定開始 8 時間後から 12 時間後までのデータ。

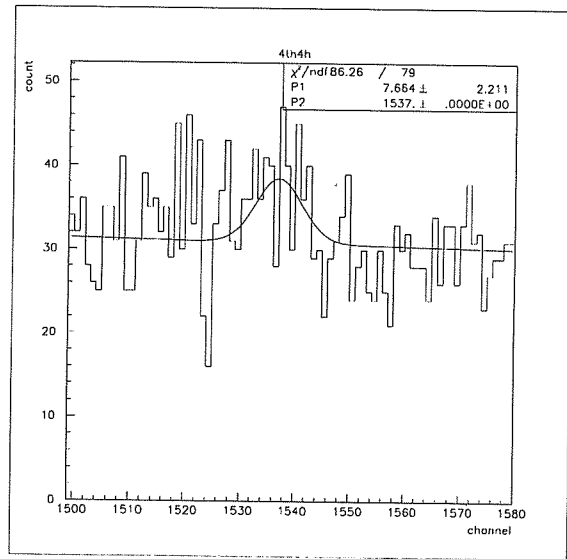
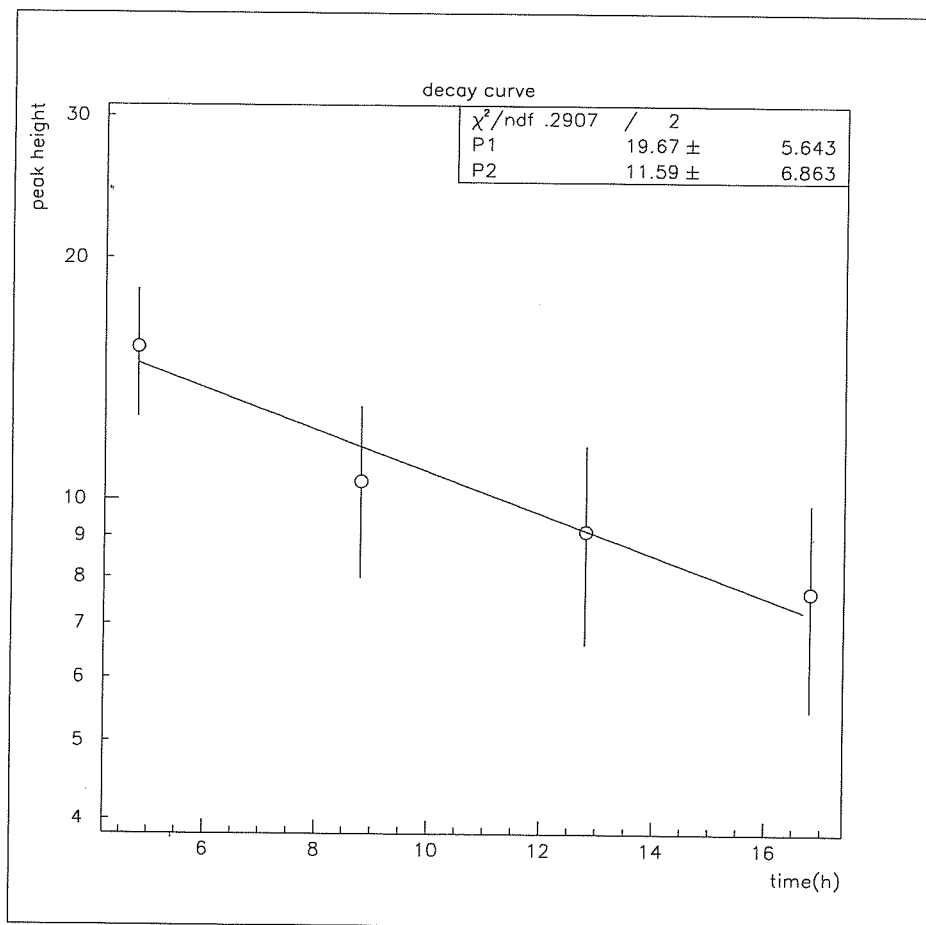


図 21: ADC(Ge, 4th4h). 測定開始 12 時間後から 16 時間後までのデータ。

経過時間 (h)	peak height	error
4.8	15.47	2.807
8.8	10.53	2.548
12.8	9.125	2.543
16.8	7.664	2.211

表 3: fitting に用いたデータ



☒ 22: decay curve

#### 4.4 GSO のスペクトルの解析

GSO は  $\beta$  線のスペクトルを示すことが期待される。 $\beta$  線は一般に 0 から有限エネルギーまでの連続スペクトルをなす。そこで  $\beta$  線のスペクトルをみるために以下の方法で解析を行った。まず、Ge 検出器がピーク部分のエネルギー範囲を計数しているとき ( $1529 \text{ ch} \leq \text{ADC}(\text{Ge}) \leq 1544 \text{ ch}$ ) と、Ge 検出器がピークのすぐ隣の同じ channel 数の background 部分を計数しているとき ( $1545 \text{ ch} \leq \text{ADC}(\text{Ge}) \leq 1560 \text{ ch}$ ) の GSO のスペクトルをそれぞれ作り、前者から後者を差し引いたヒストグラムを作る。こうすることによって background 事象を取り除いたものが図 25 と図 29 である。なお、実験の不手際により信頼できる calibration 用のデータがない。やむをえないので実験から 1 日以上経過したものだが、参考として  $^{22}\text{Na}$  のスペクトルを掲載する (図 26、図 30)。崩壊図より  $\beta$  崩壊の Q 値は 970.6 keV であるから、この event での  $\beta$  線の最大エネルギーは

$$970.6 - 363.5 = 607.05 \text{ [keV]}$$

である。GSO1, 2 とも差をとるスペクトルの形がほとんど同じなので判断しがたいが、 $^{22}\text{Na}$  の 511 keV ピークと比較してみると end point らしきものは正しい位置に見えるようである。

なお、GSO2 の  $^{22}\text{Na}$  のスペクトルの高エネルギー側のピーク (図中矢印) は素性が不明である。1280 keV ピークと sum peak (511 keV + 1280 keV) が重なったものとも考えられるが pile up が起こっているにしては 511 keV ピークの幅は GSO1 のものと変わらないので不可解である。実験前、オシロでの信号の波高が振動する現象が見られたことから、おそらくは PMT の電源の不良に帰するであろう。

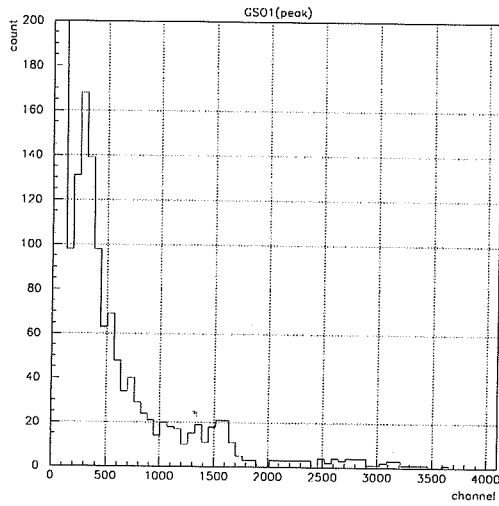


図 23: ADC(GSO1). 測定開始後 16 時間分の GSO1 のデータから Ge がピークに寄与している事象を選んだスペクトル。

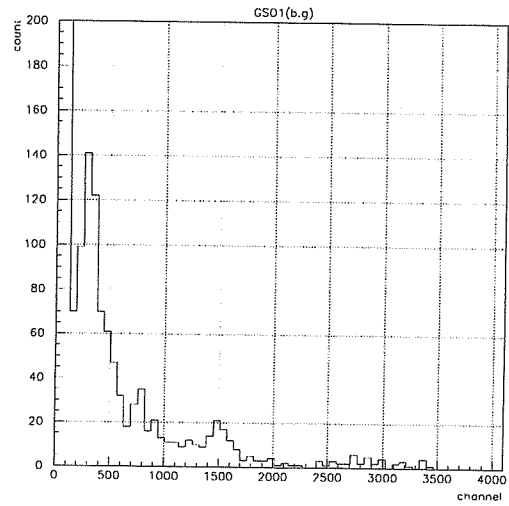


図 24: ADC(GSO1). 測定開始後 16 時間分の GSO1 のデータから Ge のデータが background 部分である事象を選んだスペクトル。

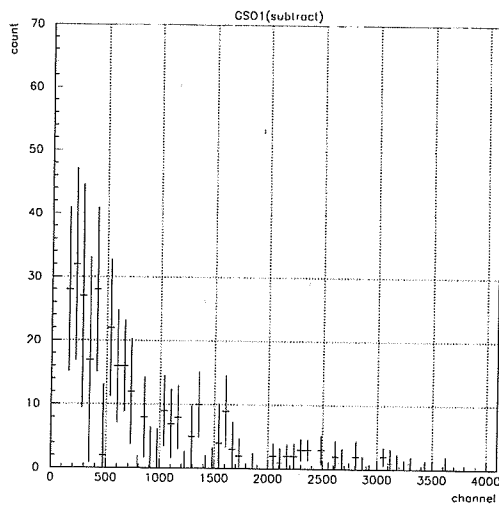


図 25: 図 23 と 図 24 の差をとったもの

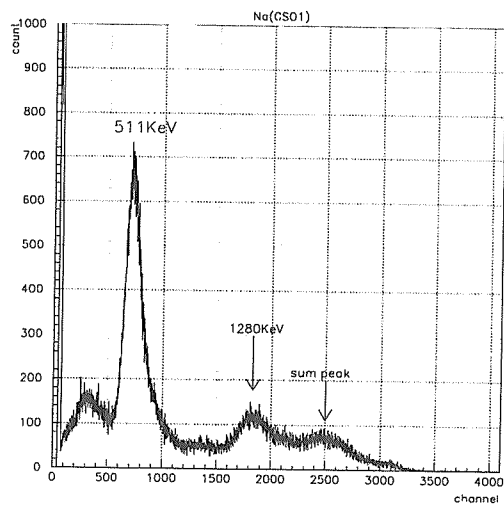


図 26: ADC(GSO1).  $^{22}\text{Na}$  のスペクトル

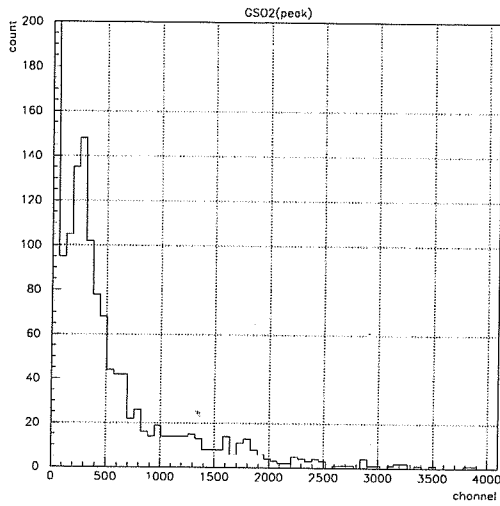


図 27: ADC(GSO2). 測定開始後 16 時間分の GSO2 のデータから Ge がピークに寄与している事象を選んだスペクトル。

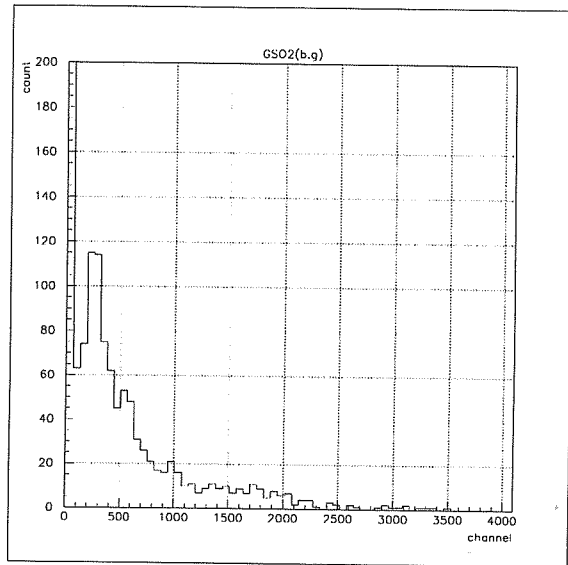


図 28: ADC(GSO2). 測定開始後 16 時間分の GSO2 のデータから Ge のデータが background 部分である事象を選んだスペクトル。

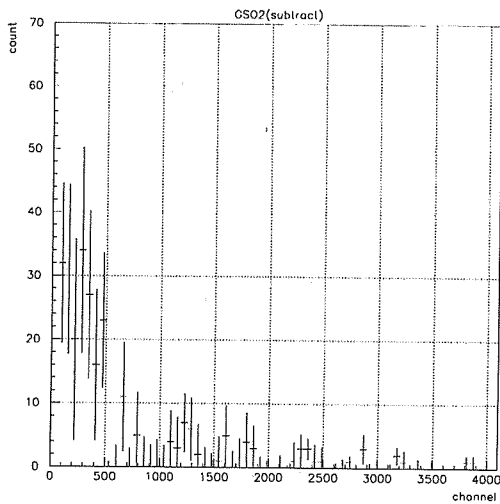


図 29: 図 27 と図 28 の差をとったもの

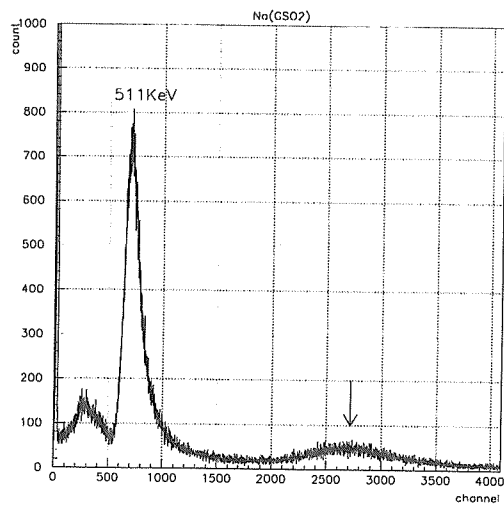


図 30: ADC(GSO2).  $^{22}\text{Na}$  のスペクトル

## 4.5 Neutron fluxの導出

実験で得られた計数值から neutron flux を求めることを考える。

neutron を  $t$ [sec] 当てたとき GSO 中に生成される  $^{159}\text{Gd}$  の数密度  $N(t)$ [n/cm<sup>3</sup>] は次の微分方程式に従う。

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N - \varphi n \sigma \quad (4)$$

$\lambda$  :  $\ln 2/t_{1/2}$  ( $t_{1/2} = 18.479$  h)

$\varphi$  : neutron flux [cm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup>]

$\sigma$  : cross section [barn]

$n$  :  $^{158}\text{Gd}$  の数密度  $\sim 4.6 \times 10^{21}$  [cm<sup>-3</sup>]

これを解くと

$$N(t) = \varphi n \sigma (1 - e^{-\lambda t}) / \lambda \quad (5)$$

GSO が一様に放射化されると仮定すると  $\gamma$  線の yield は

$$Y_\gamma = N(t) \times V p \varepsilon \quad (6)$$

$V$  : GSO の体積の和 [cm<sup>3</sup>]

$p$  : 一回の  $\beta$  崩壊に対する  $E_\gamma = 363.55$  keV の yield  $\sim 0.12$

$\varepsilon$  : 立体角も含めた検出効率 =  $5.8 \times 10^{-3}$

一方実験値を用いて、

$$Y_\gamma = \frac{A \times \sqrt{2\pi} \times p(2)}{4\lambda} \quad (7)$$

従って  $\varphi$  は次の式より求めることができる。

$$\varphi = \frac{A \times \sqrt{2\pi} \times p(2)}{60^2 \times 4 \times 0.12 \times n \sigma V \varepsilon (1 - e^{-\lambda t})} \quad (8)$$

しかし、表2に示したように実際には他の同位体の (n,  $\gamma$ ) cross section がはるかに大きく、熱中性子は内部の  $^{158}\text{Gd}$  に到達しないはずなのでこの計算に熱中性子に対する断面積の値 (表2) を適用することは正しくない。

Gd 以外の物質による散乱あるいは吸収を考えないとき neutron flux は GSO 中の距離  $x$  に対して次のように減衰する。

$$\varphi(x) = \varphi_0 e^{-n\sigma x} \quad (9)$$



$^{158}\text{Gd}$  と同等の存在比で  $10^5$  倍の断面積を持つ  $^{157}\text{Gd}$  を吸収物質とすると、flux が  $1/e$  になる距離は

$$\delta x = 1.3 \times 10^{-3} \text{ [cm]} \quad (10)$$

となり、熱中性子は GSO の表面でほとんど吸収されてしまうことがわかる。従って今回得られた結果は  $^{158}\text{Gd}$  が熱平衡状態に達する前の比較的速い中性子を捕獲したことによるものであると推測される。表 4 に示すようにエネルギーが keV の領域では、中性子が速くなるに従って一様に断面積が減少している。neutron capture が起こっているエネルギー範囲を特定することはできないが、neutron flux の平均値と neutron capture cross section の平均値の積は実験値を用いて次のように求めることができる。

$$\varphi\sigma = 9.0 \times 10^{-24} \text{ [sec}^{-1}] \quad (11)$$

Energy interval (keV)	$\sigma(^{155}\text{Gd})$ (mb)	$\sigma(^{156}\text{Gd})$ (mb)	$\sigma(^{157}\text{Gd})$ (mb)	$\sigma(^{158}\text{Gd})$ (mb)
3-5	9145	1949	5063	923.1
5-7.5	6388	1401	3576	722.7
7.5-10	5217	1158	2898	586.2
10-12.5	4496	938.3	2319	509.8
12.5-15	3997	826.3	2105	464.7
15-20	3420	751.1	1893	426.4
20-25	3011	680.5	1618	399.2
25-30	2801	611.2	1490	344.0
30-40	2417	562.6	1290	307.9
40-50	2225	528.3	1175	275.7
50-60	1957	477.5	1009	248.7
60-80	1666	412.7	772.9	223.9
80-100	1404	353.1	590.7	155.5
100-120	1229	307.9	530.9	133.4
120-150	1018	260.7	441.7	111.3
150-175	895.9	230.6	380.6	93.68
175-200	803.3	204.9	340.9	88.86
200-225	794.5	198.3	330.5	86.07

表 4: Neutron capture cross sections of  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{157}\text{Gd}$ , and  $^{158}\text{Gd}$ (文献 [4])

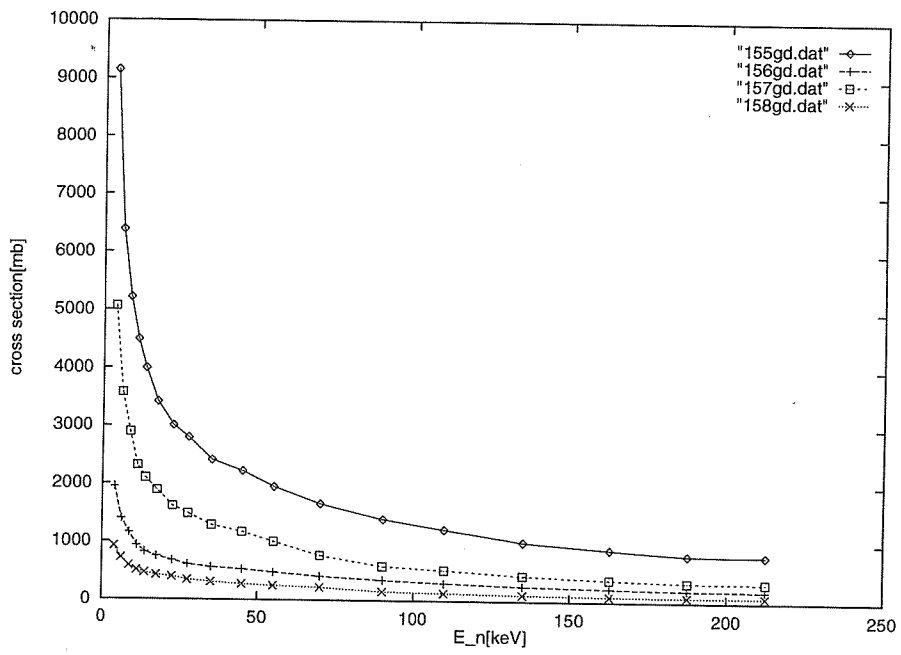


図 31: neutron energy と cross section の関係 [4]

## 5 結論とまとめ

今回の実験では主要な Gd 同位体である  $^{158}\text{Gd}$  が中性子を捕獲してできた  $^{159}\text{Gd}$  が  $\beta$  崩壊後に放出する  $E_\gamma = 363.55 \text{ keV}$  を計測した。 $^{159}\text{Gd}$  は他の放射化 Gd に比べて 18.479 h という長い寿命を持つため  $\gamma$  線測定に対する影響が大きいと考えられた。計測の結果、background に対して区別できる程度の  $E_\gamma = 363.55 \text{ keV}$  ピークが見られたが、今回のように GSO と coincidence をとるという特別な条件でなければ測定に影響を及ぼす可能性は少ないと考えられる。また、得られた計数値から  $^{158}\text{Gd}$  に対する中性子の吸収断面積の平均値と吸収されたエネルギー範囲に対する Neutron flux の平均値との積が求められた。

実験の反省点としては、何よりも、計測の準備に手間取って Neutron を放射平衡に達するまで十分に当てられなかったことである。また、解析では GSO が一様に放射化されたものとしているが実際には偏りがあると考えられるので、Neutron を当てた面を記録しておいてその面を Ge 検出器側に向けて coincidence 計測すべきであった。以上の二点を改善すればもっと多くの計数が得られ、より誤差の少ない解析ができると思われる。今後は下準備を完璧にして段取り良く実験に臨めるよう心がけたい。

# A Appendix

## A.1 calibration

Ge 検出器の calibration は以下の  $\gamma$  線を用いて行った。

$E_\gamma$ (keV)	checking source
511	$^{22}\text{Na}$
662	$^{137}\text{Cs}$
898	$^{88}\text{Y}$

図 32 に校正曲線を示すとおり、線形性はよく成り立っている。 $E_\gamma=662$  keV に対するエネルギー分解能は 5.8%であった。(図 33 参照)

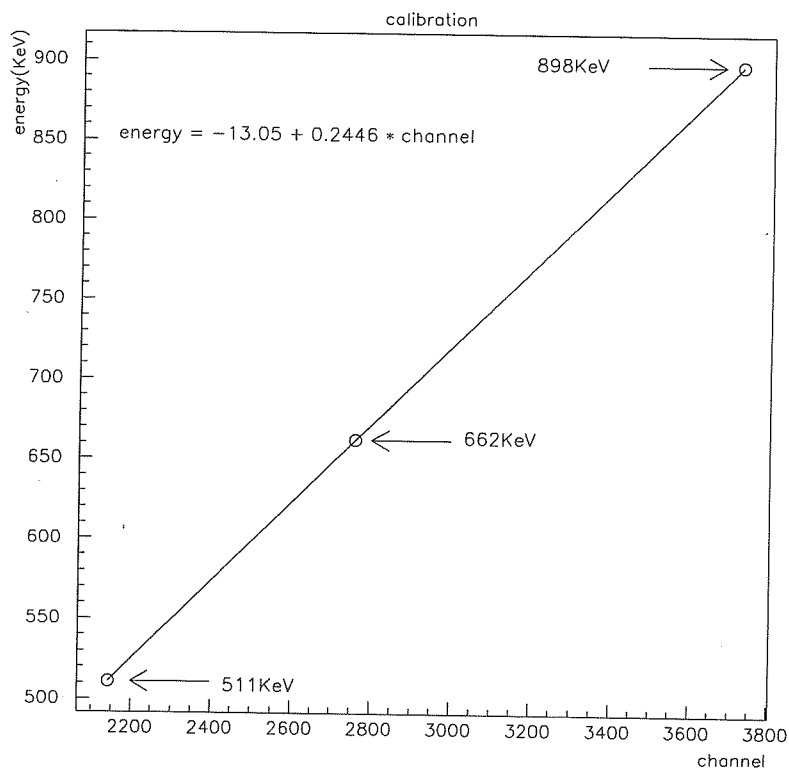


図 32: Ge 検出器の校正曲線

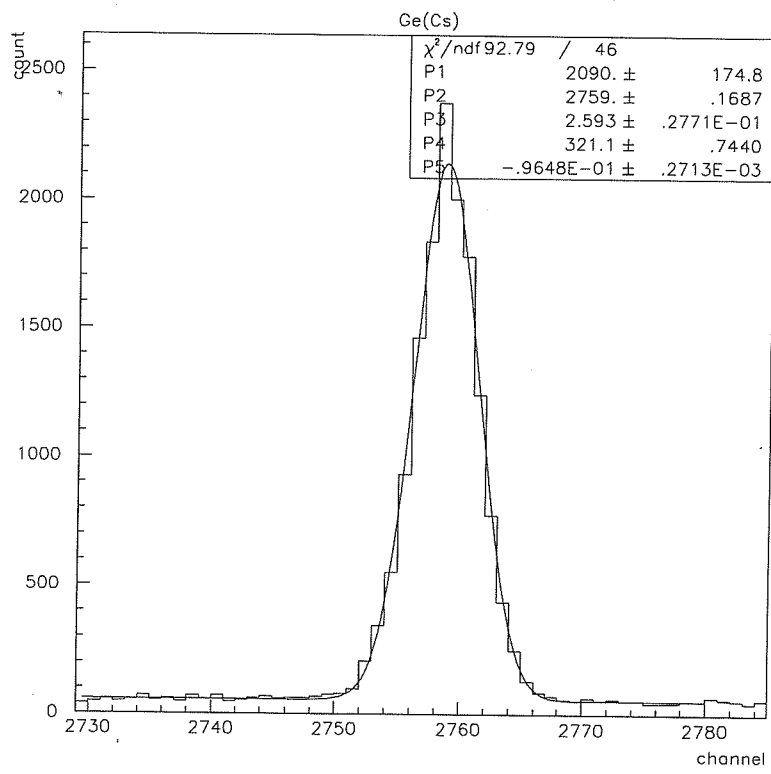


図 33:  $^{137}\text{Cs}$  による  $E_\gamma=662$  keV ピーク

## A.2 GEANTによる simulation

解析に使った検出効率 $\varepsilon$ は GEANT による simulation で求めた。 $E_\gamma = 363.55 \text{ keV}$  が入射したときの Ge 検出器によるエネルギースペクトルは下図のようになった。図 34 よりピーク効率は

$$\varepsilon = 5.8 \times 10^{-3}$$

と求められた。なお、この simulation では入射粒子数 10,000,000 で行い、二つの GSO シンチレータが一様に放射化されたものと仮定している。

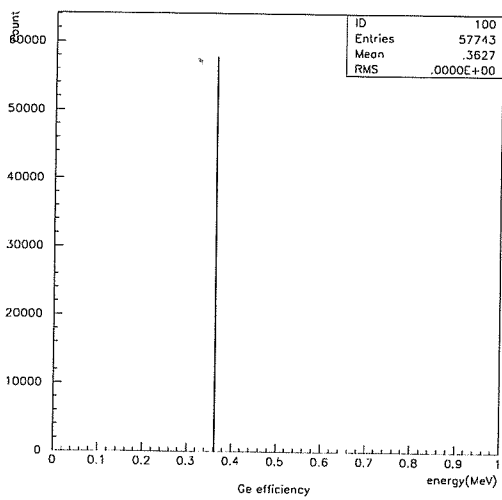


図 34: Ge 検出器によるエネルギースペクトル (全エネルギーピークのみ表示)

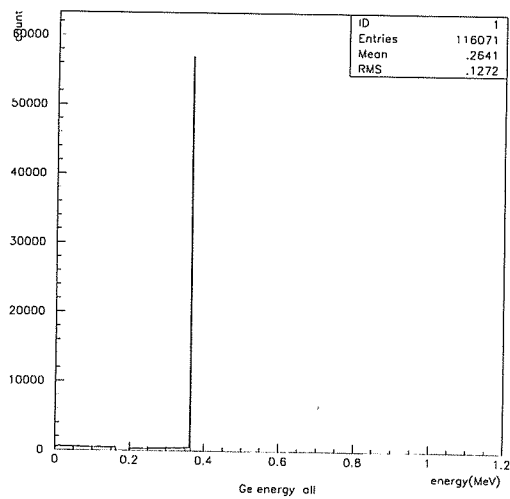


図 35: Ge 検出器によるエネルギースペクトル

## 参考文献

- [1] 中村尚司著『放射線物理と加速器安全の工学』(1995).
- [2] Richard B. Firestone. *Table of Isotopes 8th edition*(1996).
- [3] Glenn F. Knoll 著, 木村逸郎, 阪井英次訳『放射線計測ハンドブック』(1995).
- [4] K. Wisshak et al. *Phys. Rev. C*52. 2763(1995).

## 謝辞

橋本 治教授には有益な助言、ご指導をいただきました。感謝いたします。

田村 裕和助教授には幾多の質問に懇切丁寧に答えていただき、また夜遅くまで付き合ってくれて頂くこともしばしばで、筆舌に尽くし難いほどお世話になりました。深く感謝いたします。

高橋 俊行助手、大津 秀暁助手、藤井 優助手にはお忙しい中主に PC 関連について教えていただきました。感謝いたします。

院生の方々には多くの貴重な助言をいただきました。感謝いたします。

物理事務の川村 直子氏には研究生活上の様々な点でお世話になりました。感謝いたします。

四年生の方々には、研究面のみならず生活面においても多くの有益な助言をいただき、またご協力をいただきました。感謝いたします。