

高速回転する原子核探索のための 高感度測定システムの構築

下田研 4 年生

西畠 洋希

濱谷 紀彰

横山 輪

卒業論文原稿

Abstract

原子核の構造（変形や回転）について研究する上で、原子核から放出される γ 線を測定することは非常に重要である。特に、原子核の回転準位を調べる際、大きな角運動量を持った生成核を作ることができる核融合反応を用いた γ 線測定は非常に有用である。

しかし、この核融合反応には、多種の原子核生成による γ 線スペクトルの複雑化・蒸発粒子の Recoil による Doppler shift の広がりなど様々な問題点がある。

本実験の直前まで、EN コースを用いて ^{136}Ba 原子核における高スピノアイソマー探索の実験 E344 が行われていた。E344 では、全立体角を覆うように配置された 30 個の Si 半導体検出器からなる Si-ball、BGOACS を組み込んだ 12 台の高純度 Ge 検出器からなる Ge array が用いられた。この Si-ball を用いて生成核種を識別し、 γ 線同時測定と BGOACS による γ 線スペクトルのコンプトン成分の削減を行うことで S/N 比を向上させることができる。

そこで、本研究ではこの E344 で用いられたセットアップを独自に改造し、生成核種の識別やコンプトン成分の削減に加えて蒸発粒子の Recoil による影響の補正を行うことで、核融合反応を用いた γ 線測定における様々な問題を解決して、より S/N や分解能の優れた γ 線測定器システムの構築を目指した。さらに、大阪大学核物理研究センター(RCNP)にて、核融合反応($^{18}\text{O} + ^{27}\text{Al}$)を用いた実験を行い、構築した検出器システムの評価を行った。

Index

1. Introduction	7
-----------------------	---

1.1. 研究背景.....	7
1.1.1. 原子核の変形と回転.....	8
1.1.2. γ 線 spectroscopy.....	10
1.2. 目的:S/N の良い γ 線測定システムの構築	11
2. 核融合反応を用いた γ 線測定システムにおける S/N 向上ためのアイディア ...	11
2.1. γ 線 spectroscopy に必要な検出器システムの条件	12
2.2. 核融合反応の特徴	12
2.3. 問題点とその解決策.....	13
2.3.1. 問題提起	13
2.3.2. 生成核の識別.....	15
2.3.3. Recoil による Doppler broadening の補正	16
2.3.4. Compton suppression	17
3. γ 線測定システム.....	17
3.1. システムの全体像	17
3.2. Ge 検出器 array.....	18
3.2.1. 特徴	19
3.2.2. 分解能のテスト	19
3.2.3. efficiency 測定	20
3.3. BGOACS (BGO anti-Compton shield)	22
3.3.1. BGO 検出器による anti-Compton の原理	22
3.3.2. 使用した BGO 検出器	24

3.3.3. gain 合わせと divider の製作	25
3.3.4. anti-Compton のテスト	26
3.4. Si-ball	30
3.4.1. 特徴	30
3.4.2. 組立て	31
3.4.3. テスト	31
4. 実験準備 (見積もり、シミュレーション)	32
4.1. EN course	32
4.1.1. EN コース	33
4.1.2. beam モニター系検出器	35
4.2. ターゲット及びビームの決定 (CASCADE)	37
4.2.1. ターゲット及びビーム核種の決定	37
4.2.2. ターゲットの厚さの決定	38
4.2.3. ビームエネルギーの決定と CASCADE による生成核種の計算	39
4.3. Degrader	41
4.4. Doppler shift の見積もりとターゲット厚さの決定	41
4.5. Y 線スペクトルのシミュレーション	41
4.6. コリメータの導入	44
4.6.1. コリメータの幅の見積もり	44
4.6.2. 設計	46
4.7. absorber の決定	48

4.8. 蒸発粒子のシミュレーション	49
5. 実験	53
5.1. 実験概要	53
5.2. 手順	53
5.3. 回路とトリガー	53
5.3.1. ビーム調整用回路	53
5.3.2. 測定用回路	54
5.4. ビーム調整	55
5.4.1. PPAC を用いた D1、D2 の $B\rho$ 値の設定	55
5.4.2. F2DSSD の energy calibration	56
5.4.3. SSD を用いたビームのエネルギー分布の測定	57
5.4.4. F2 U/DPPAC を用いたターゲット位置でのビームの収束	58
5.5. Si-ball の gain 合わせ	59
6. 解析手法	60
6.1. Ge 検出器の energy calibration	60
6.2. Ge 検出器の efficiency	63
6.3. Si-ball の energy calibration	64
6.4. TDC calibration	67
6.5. Ge 検出器同士のタイミング合わせ	68
6.6. Ge 検出器と Si-ball のタイミング合わせ	70
6.7. Si-ball の efficiency	71

6.8. BGO 検出器による anti-Compton	73
7. 結果	77
7.1. γ 線測定システムの評価	77
7.1.1. anti-Compton	77
7.1.2. Si-ball による S/N 向上	77
7.1.3. 生成核種の識別	80
7.1.4. Doppler shift の補正	82
7.1.5. 蒸発粒子のシミュレーションと Recoil による Doppler broadening の補正手法	84
7.1.6. シミュレーションによる蒸発粒子のエネルギーの平均値を使った補正	85
7.1.7. Si QDC を使った補正	86
7.2. γ スペクトル解析 (new gamma)	87
7.2.1. γ - γ 解析	87
7.2.2. 生成核種とその相対生成量	89
7.2.3. ^{41}Ca	90
7.2.4. ^{42}Ca	92
7.2.5. ^{39}Ar	93
7.2.6. ^{36}Cl	96
7.2.7. ^{41}K	104
7.2.8. ^{42}K	107
7.2.9. ^{38}Ar	108

7.2.10.	^{39}K	109
7.2.11.	^{40}K	113
8.	議論	120
8.1.	新しい準位	120
8.2.	将来性	121
8.3.	改良点	122
(A)	BGO 検出器の光電子増倍管 gain 合わせ	125
(B)	BGO 検出器による anti-Compton のテスト	129
(C)	Ge 検出器の Energy calibration	131
(D)	Ge 検出器の Relative Efficiency	142
(E)	Si-ball の Energy calibration	146

1. Introduction

1.1. 研究背景

原子核は正電荷をもつ陽子と電荷を持たない中性子で構成されている。この原子核の存在は 1911 年にラザフォードが行った散乱実験によって発見された。

原子核は陽子数 Z あるいは中性子数 N が魔法数 ($2, 8, 20, 50, \dots$) である場合、殻構造における閉殻となり周辺の原子核よりも特に安定な状態になる。また、魔法数近傍の原子核は基底状態で球形になることが知られている。

原子核の性質は様々なモデルで説明されるが、その代表的なものとして殻モデルがある。これは、原子核内の核子間に働く引力（核力と呼ばれる）を平均のポテンシャルで置き換えて、そのポテンシャル内で各粒子が独立に運動していると仮定して原子核の性

質を説明しようというものである。これにより魔法数の存在・閉殻近傍の原子核の性質が説明された。

Fig. 1.1 は横軸に中性子数・縦軸に陽子数を取った核図表と呼ばれるものである。青色の四角は自然界に存在する安定殻・黄色の四角は実験的に確認された不安定殻・白い部分は理論的には予測されているがまだ実験的には確認されていない核を示している。緑の線で囲まれた部分は原子核の魔法数を示している。

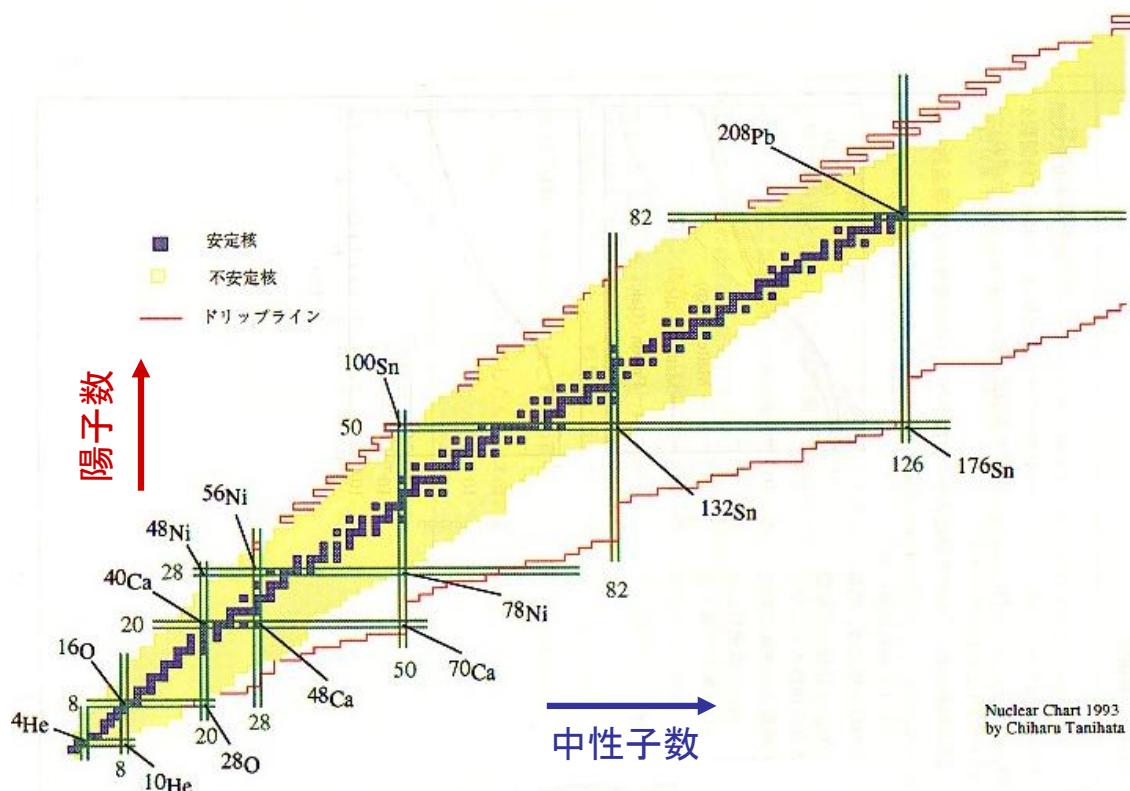


Fig. 1.1 核図表

1.1.1. 原子核の変形と回転

殻モデルでは平均ポテンシャルが球対称をもつと仮定しているが、閉殻のほかにある核子の数が増えると、その影響により閉殻が球形から変形すると考えられる。

実際に原子核は球形以外にも様々な形をとることが知られている。Fig.1.2 は原子核が球形から変形したときの様子を示したものである。

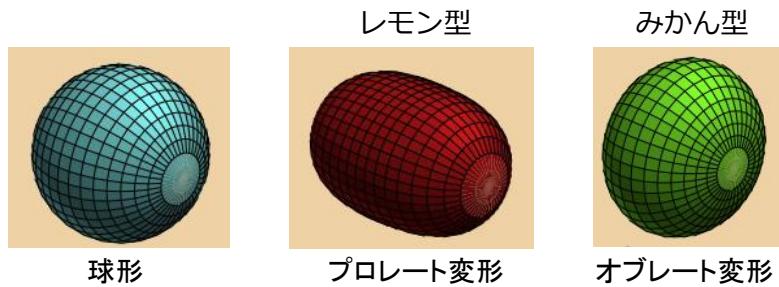


Fig. 1.2 変形した原子核の模式図

Fig. 1.2 の真ん中のプロレート変形の中で、特に原子核の長軸と短軸の比が約 2:1 となるものを超変形状態と呼び、すでに実験によっていくつか確認されている。また、まだ実験的には確認されていないが、さらに変形したハイパー変形状態（長軸と短軸の比が約 3:1）の存在も考えられている。

原子核が球形から変形するという自由度が加わることにより、原子核全体としての形の回転などの運動が現れる。変形した原子核は、回転楕円体の対称軸 z' に直角な軸の周りに回転する(Fig. 1.3(a))ので、 J を z' 軸に直角な軸の周りの核の慣性モーメントとして量子化された剛体の回転準位エネルギーは

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$$

であらわされる (z' 軸周りの回転は物理的に状態を区別できないので意味を持たない)。そのため、およそ Fig. 1.3(b)のようなエネルギー準位が形成される。上の式に回転モードと振動モードとの弱い結合を考慮した $-BI^2(I+1)$ とい補正項を加えると、実験値とより一致する。

(b)

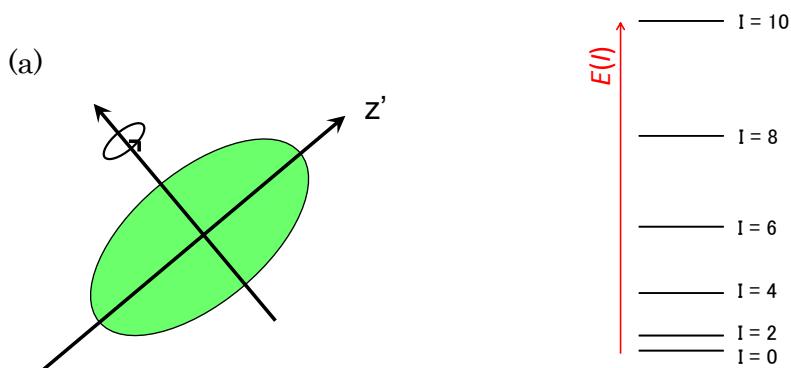


Fig. 1.3 (a)回転と回転軸 (b)回転により形成されるエネルギー準位

1.1.2. γ 線 spectroscopy

原子核はある準位から別の準位に移るとき、その準位差に等しいエネルギーを γ 線として放出する。上で述べた回転準位を例にとると、放出される γ 線のエネルギーは

$$E_{rot}(I+1) - E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2J} \cdot 2(I+1) = 2B(I+1)$$

となるので、放出される γ 線のエネルギー E_γ は

$$E_\gamma(I) = 2B, 4B, 6B \cdots$$

となり、エネルギー差のほぼ等しい γ 線が放出される。回転準位から放出された γ 線を実際に測定したときのエネルギースペクトルの例を以下に示す(Fig. 1.4)。

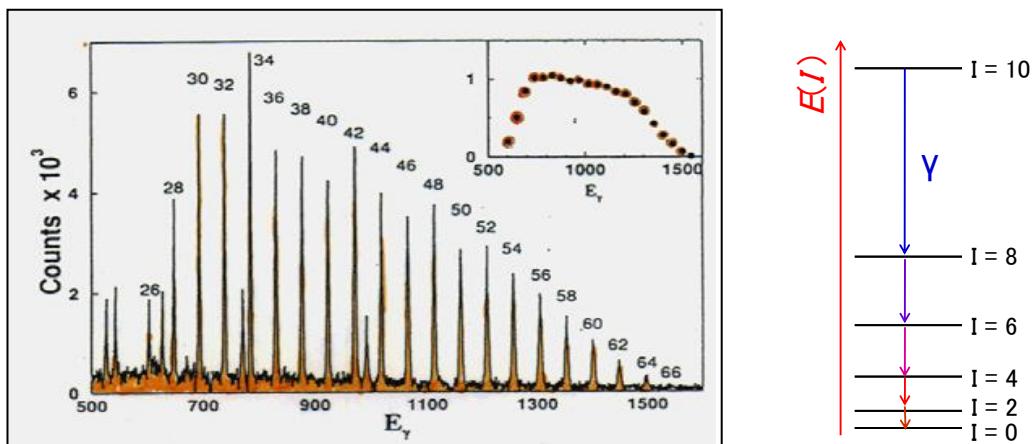


Fig. 1.4 回転準位から放出される γ 線を観測した時のスペクトル（松柳研一：理研 RIFB 講義ノートより）と回転準位の模式図

放出される γ 線のエネルギーを測定することにより慣性モーメントJ、すなわち原子核がどの程度変形しているかを知ることができる。

このように原子核から放出される γ 線を測定することは、原子核がどのような構造をしているか調べるのに重要なものとなっている。

1.2. 目的:S/N の良い γ 線測定システムの構築

上で述べたように、原子核の構造を調べるために原子核から放出される γ 線を測定することが非常に重要である。しかし、自然界にも様々なエネルギーの γ 線が存在している。また、今回の実験では核融合反応を用いたが(詳しくは次章で述べる)、反応により非常に多くの種類の原子核が生成され、色々なエネルギーの γ 線が放出される。このように様々なものがバックグラウンドとなって、目的とする原子核からの γ 線の測定の妨げになってくる。そこで今回我々はS/Nの良い γ 線測定システムの構築を目指した。

2. 核融合反応を用いた γ 線測定システムにおけるS/N向上のためのアイディア

本章では、核融合反応を用いた γ 線測定を行う際に生じる問題点を挙げ、本研究でどのようにこれらの問題点を解決し、S/Nを向上させるのか、その原理を説明する。

2.1. γ 線 spectroscopy に必要な検出器システムの条件

γ 線 spectroscopy(核分光)とは、原子核が励起状態からより安定な状態に遷移する(崩壊する)際に放出される γ 線のエネルギーを測定することで、原子核の準位構造を調べる手法である。通常 γ 崩壊の寿命は測定の時間分解能に比べて短いので、ある励起状態から基底状態まで崩壊する際には、複数の γ 線が同時に放出される。これら複数の γ 線を同時に測定するためには、複数の検出器が必要となる。さらに、出来るだけ多くの γ 線をとらえるため、より多くの立体角を検出器で囲む必要がある。このため、測定するターゲットを中心に、周囲を多数の検出器で囲むFig. 2.1のような検出器システムが必要となる。

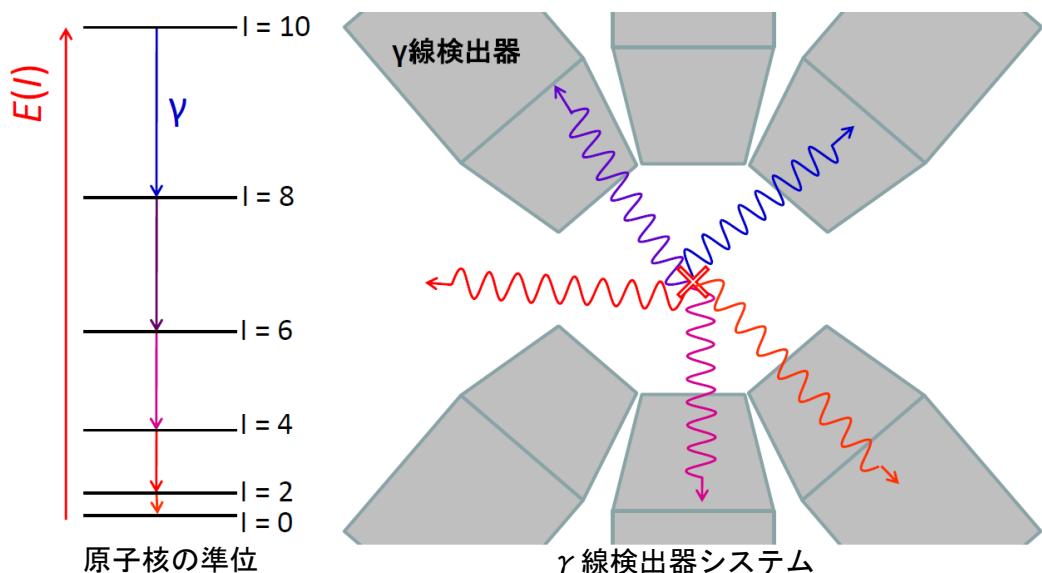


Fig. 2.1 γ 線測定の模式図。複数の γ 線を同時に観測することで、原子核の準位構造を知ることが出来る。

2.2. 核融合反応の特徴

核融合反応とは、2つの原子核が衝突し、融合する反応である。この際、多くの角運動量を持ち込まれるため、1.1節で述べた回転の準位構造において、より高スピンの準位まで生成することが可能である。このため、核融合反応は回転準位の観測に適している。

Fig. 2.2 に核融合反応の模式図を示した。実験的には、加速器を用いて原子核を加速し、このビームをターゲットとして設置された物質に照射することにより、ビーム原子核とターゲット原子核を融合させる。多くの場合、融合後 α 粒子や陽子、中性子といった蒸発粒子を放出し、複合核よりも質量数の小さい原子核が多種類生成する。通常、蒸発粒子の放出は γ 崩壊の寿命よりさらに短いタイムスケールで起きる。

核融合反応の特徴をまとめると、以下のようになる。

- 角運動量の大きな状態を生成させることができる。
- 多種類の原子核が生成される。
- 反応の際に蒸発粒子がランダムな方向に放出される。

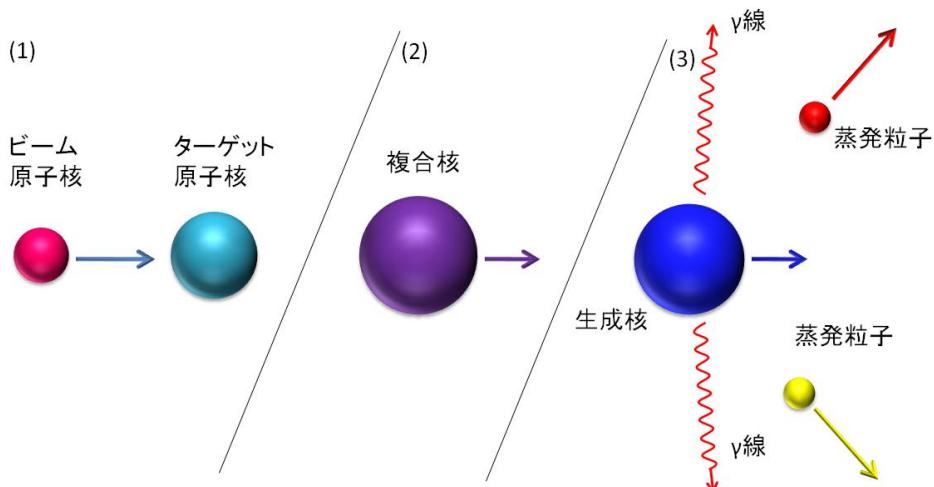


Fig. 2.2 核融合反応の模式図。(1)ビーム原子核がターゲット原子核に衝突。(2)ビーム原子核とターゲット原子核が融合し、複合核を生成。(3) α 粒子や陽子、中性子などの蒸発粒子を放出し、様々な核種の生成核ができる。

2.3. 問題点とその解決策

2.3.1. 問題提起

核融合反応を用いた γ 線測定において生じる問題点として、以下の 4 点が挙げられる。

- 生成される核種が非常に多い

核融合反応では、非常に多くの核種の原子核が生成する。ある 1 つの核種の原子核から放出される γ 線を測定する際、その他の原子核から放出される γ 線は測定の

邪魔になる。実際に測定される γ 線エネルギースペクトルにおいて、多種類の原子核からの γ 線ピークが重なり合ってしまうことが考えられる。このため、生成核種をevent毎に識別する必要がある。

- Doppler shift

核融合反応によって生成した原子核は、ビームの入射方向に運動しながら γ 線を放出する。この速度が光速と比べてある程度大きく(光速の数%程度)なってくると、実験室系で測定される γ 線はDoppler shiftを起こす。このとき、Doppler shiftの度合いは生成核の運動方向に対する γ 線の検出角度によって異なる。観測される γ 線のエネルギー E は、次の式で表される。

$$E = \frac{E_0\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\cos\theta} \sim 1 + \beta\cos\theta \quad (\beta \ll 1)$$

ここで、 E_0 は本来の γ 線のエネルギー、 β は光速に対する原子核の運動速度、 θ は原子核の運動方向と γ 線の観測方向とのなす角である。つまり、ビーム軸の方向に対して前方で観測される γ 線はエネルギーが高く、後方で観測される γ 線はエネルギーが低く観測されることになる。 γ 線測定を行う際には、検出器毎にその角度から元の γ 線のエネルギーを求める補正を行う必要がある。

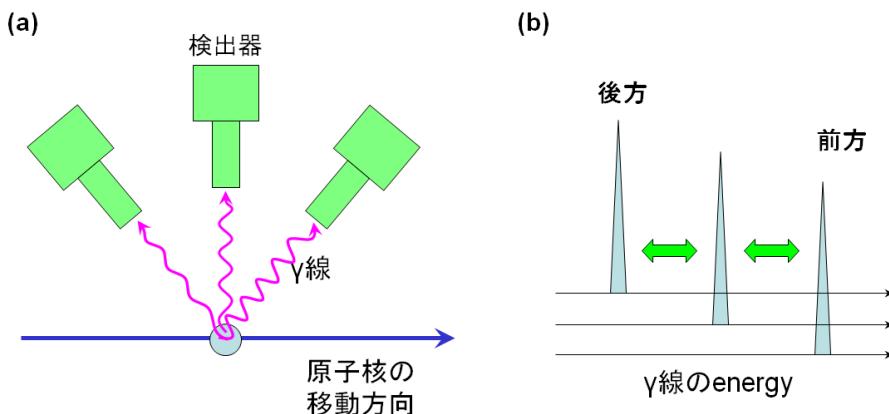


Fig. 2.3 Doppler shift の概念図。(a)原子核の運動方向に対する検出器の角度によって、観測される γ 線の波長は変化する。(b)得られる γ 線スペクトルは、検出器の角度によってエネルギーがshiftする。

- RecoilによるDoppler shiftの広がり

核融合反応で蒸発粒子を放出する際、生成核は蒸発粒子によるRecoilを受ける。このとき、蒸発粒子は複合核の重心系から見て等法的かつランダムに放出される。このため、いくらビーム原子核の運動量がそろっていても、核融合反応で蒸発粒子

を放出する際に、その放出方向やエネルギーによって、生成核の運動量が広がってしまう。この運動量の広がりは、 γ 線測定においては Doppler shift の広がりとして観測されるため、得られるエネルギースペクトルの分解能が悪くしてしまうと考えられる。

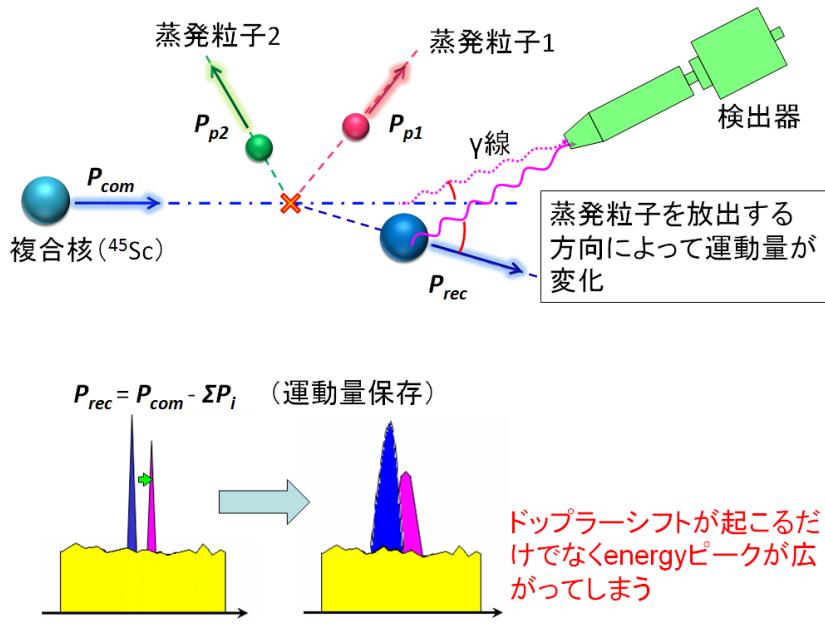


Fig. 2.4 Recoil による Doppler shift の広がり。

- Compton 散乱によるバックグラウンド

非常に多くの種類の原子核が生成する場合、それぞれの原子核が放出する γ 線の種類も非常に多くなる。この時、特に低エネルギーの領域においては、それぞれの γ 線が検出器内で Compton 散乱を起こしたことによるバックグラウンドが積み重なり、小さなピークの測定が困難になる。そのため、Compton 散乱による event を低減する必要がある。Compton 散乱については、3.3 節で詳しく説明する。

2.3.2. 生成核の識別

純粋なビームとターゲットを考える。このとき、これらが融合してできる複合核は 1 種類に決まる。すると、複合核から放出される蒸発粒子の種類と数をカウントすることで、生成核の核種を決定することができる。この原理を示した模式図が Fig. 2.5 である。この図のように、粒子検出器でターゲットを完全に囲むことで、粒子識別が可能になる。現実には、ビーム軸上には検出器を設置できないため、100%の検出効率を得ることは

できないが、検出効率が良いほど粒子識別の精度が高くなる。また、1つの検出器に複数の蒸発粒子が入射した場合正しく識別できないので、検出器の分割数はできるだけ多い方がよい。よって、できるだけ大きな立体角を囲み、検出効率の高い検出器系を製作する必要がある。本研究では、Si-ball という Si 検出器を用いた検出器系を製作した。これについては3.4 節で具体的に説明する。

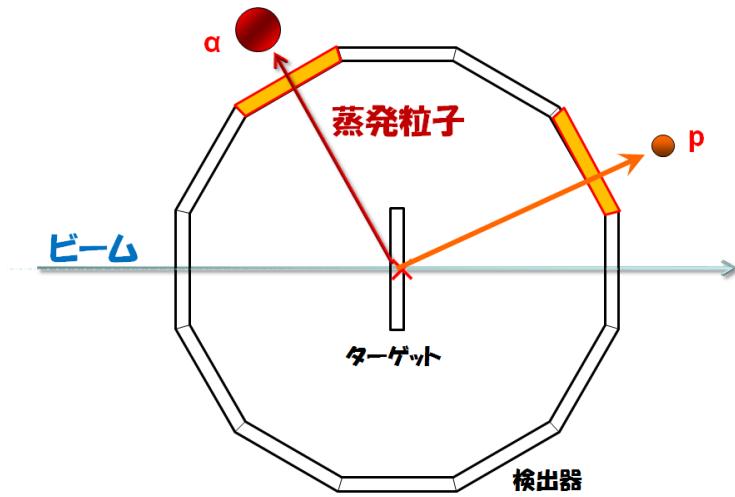


Fig. 2.5 生成核の識別原理。粒子検出器でターゲットを囲み、蒸発粒子の種類と数をカウントすることで、生成核種を識別する。

2.3.3. Recoil による Doppler broadening の補正

Recoil による Doppler broadening を補正するためには、生成核が蒸発粒子の放出によって受けた Recoil の大きさと方向を event 毎に求める必要がある。前節(2.3.2)で導入したように、粒子検出器でターゲットを囲むことで、蒸発粒子をとらえ、その運動方向と運動エネルギーを求めることができると考えられる。これにより、生成核が受けた Recoil の大きさと方向を運動量保存則から計算し、補正することができる

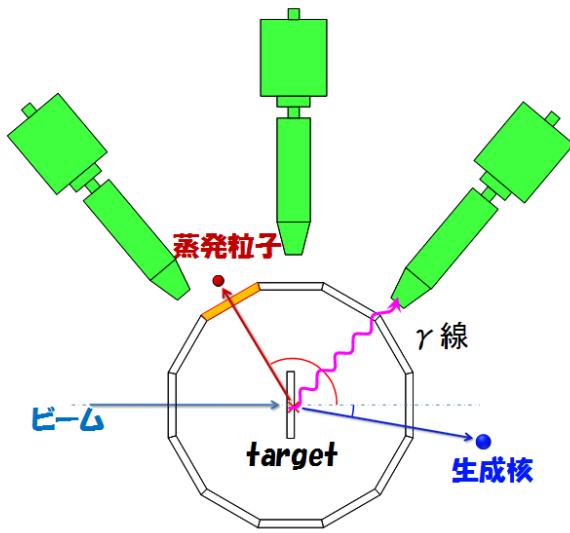


Fig. 2.6 RecoilによるDoppler broadening

2.3.4. Compton suppression

Compton散乱によるバックグラウンドを低減する方法として、Ge検出器内でCompton散乱を起こし外部に逃げてしまった γ 線を検出し、そのeventを除くというものが考えられる。今回は、Ge検出器のまわりをBGOという光電吸収率の大きい検出器で囲むことによってCompton散乱を起こしたeventを取り除く手法を試みた。これについては3.3節で詳細に説明する。

3. γ 線測定システム

本章では、本研究において構築した γ 線測定システムについて具体的に説明する。まず3.1節にて本システムの全体像について述べた後、3.2節よりそれぞれの検出器について、その一般的特徴と、今回の実験のために行った準備や性能試験について述べる。

3.1. システムの全体像

本研究において構築した γ 線測定システムの全体像の模式図をFig. 3.1 γ 線検出器システムの全体像に示す。図の水平方向がビーム軸であり、右側から左側に向けてビームが入射する。図中において赤色で描かれた部分がターゲットチャンバーであり、その中心にターゲットが設置されている。このターゲットは、Si-ball（詳細は3.4節参照）と呼ばれる荷電粒子検出器によって囲まれており、ターゲット中で起きた核融合反応に

よって放出される蒸発粒子を高効率で検出する。ターゲットチャンバー内部は、上下流のビームラインとつながっており、真空引きされている。これは、ビーム粒子や蒸発粒子が、気体中の原子によって散乱されることで容易にエネルギーを失ってしまうためである。ターゲットチャンバーの外部には、12台の γ 線検出器(3.2節参照)が配置されており、核融合反応によって放出される複数の γ 線を同時に測定することができる。また、 γ 線検出器の前方にはPbのコリメータが設置されており、入射する γ 線のビーム軸に対する角度を絞っている。これにより、検出器の立体角によるDoppler shiftの広がりを抑えている(4.6節参照)。

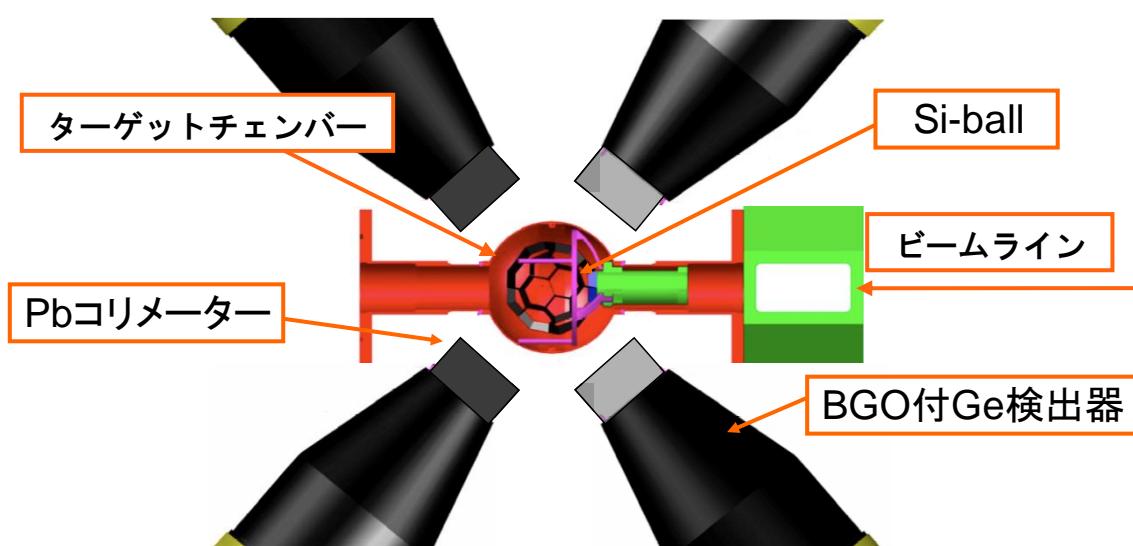


Fig. 3.1 γ 線検出器システムの全体像

3.2. Ge 検出器 array

今回の実験ではフランスより大型Ge検出器12台を用いた。beam軸に対して 50° , 90° , 130° の方向にそれぞれ4台ずつGe検出器を配置して測定を行った。以下にbeam軸と検出器の関係図・実際に用いた検出器システムの写真を示す。

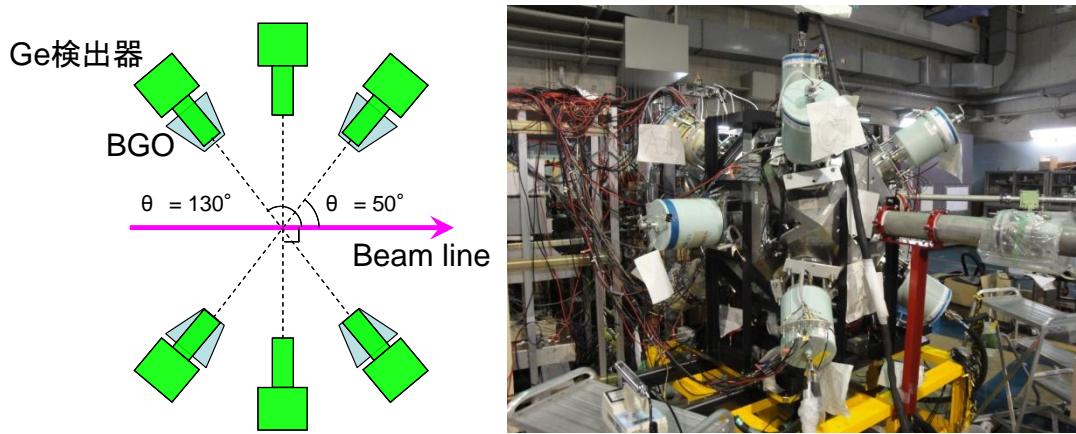


Fig. 3.2 beam 軸と検出器の関係（左）と実際に使用した検出器システム（右）

3.2.1. 特徴

ゲルマニウムをもちいた半導体検出器。バンドギャップが 0.7eV と非常に小さいため、室温では熱で誘起する漏れ電流が大きい。そのため液体窒素で冷却して使用する。

バンドギャップが小さいことにより非常に優れたエネルギー分解能(数 keV)を得ることができるので、 γ 線測定に適している。

3.2.2. 分解能のテスト

^{60}Co 線源を用いて、本実験で用いた Ge 検出器 12 台と予備として用意した Ge 検出器 2 台で γ 線測定を行い、 $1173\text{keV} \cdot 1333\text{keV}$ の 2 点で energy calibration を行った後、それぞれについて分解能を計算した。下の表はその結果をまとめたものである。

name of Ge detector	name of slot	Resolution (keV)
GUOC15	A1	2.32
GFOC27	A2	2.47
GUOC9	A3	2.85
GFIC47	A4	2.63
GFIC39	B1	2.68
GFIC44	B2	3.11
GFIC38	B3	3.00
GUOC11	B4	2.13
GFIC37	C1	2.32
GFIC41	C2	2.16
GFIC48	C3	2.67

GFIC40	C4	2.76
阪大 45%	not using	2.29
阪大 50%	not using	2.6

表 3.1 Ge 検出器分解能テストの結果のまとめ

(shaping time: $3 \mu \text{s}$)

3.2.3. efficiency 測定

^{60}Co 点状線源を検出器の前方軸上 25cm に置いて 1333keV の γ 線の全エネルギーピークを測定した場合の、直径 3 インチ・長さ 3 インチの円筒形 NaI(Tl)シンチレーショングループ検出器の検出効率は 1.2×10^{-3} である。

Ge 検出器の Relative Efficiency は、同条件で測定した場合のこの検出効率 1.2×10^{-3} に対する検出効率として計算される。

今回 ^{60}Co 線源の強度が小さかったことと場所の関係で、下図 (Fig. 3.3) のように Ge 検出器と ^{152}Eu 線源を配置して、各 Ge 検出器で γ 線測定を行い Relative efficiency を計算した。

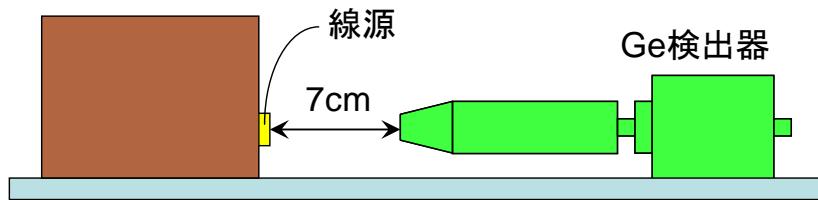


Fig. 3.3 線源と Ge 検出器の配置図

まず得られたデータから、主に右の表 (表.3.2) の下線を引いたエネルギーについて絶対検出効率をそれぞれ求めた。

次に横軸をエネルギー (keV) ・縦軸を絶対検出効率にとり、フィッティングして較正式をもとめ(付録参照)、さらにその式を

^{152}Eu	13.542 y	121.7817 ₃	28.37 ₁₃
		244.6975 ₈	7.53 ₄
		295.9390 ₇	
		344.2785 ₁₃	26.57 ₁₁
		367.7891 ₂₀	
		411.1165 ₁₃	2.238 ₁₀
		444.0	3.125 ₁₄
		778.9045 ₂₄	12.97 ₆
		867.378 ₄	4.214 ₂₅
		964.1	14.63 ₆
		1085.836 ₉	10.13 ₅
		1089.737 ₅	1.731 ₉
		1112.074 ₄	13.54 ₆
		1212.948 ₁₁	1.412 ₈
		1299.140 ₉	1.626 ₁₁
		1408.011 ₄	20.85 ₉
		1457.643 ₁₁	

表 3.2 ^{152}Eu から放出される γ 線のエネルギーとその比

用いて 1333keV での絶対検出効率 $\epsilon_{int}(7)$ を算出した。

固有検出効率 ϵ_{abs} は絶対検出効率 ϵ_{int} と線源から検出器を見込む立体角 Ω を用いて

$$\epsilon_{abs} = \epsilon_{int} \frac{\Omega}{4\pi}$$

で与えられ、立体角 Ω はおよそ距離の 2 乗に反比例する。

一方、今回用いた Ge 検出器は結晶の位置が検出器表面から 4cm であったので、線源と Ge 検出器の距離を 25cm にしたときの絶対検出効率 $\epsilon_{int}(25)$ を

$$\epsilon_{int}(25) = \epsilon_{int}(7) \cdot \left(\frac{7cm + 4cm}{25cm} \right)^2$$

として計算した (Ge 検出器の図面を Fig. 3.4 に示す)。これによって計算した値と、NaI(Tl)シンチレーション検出器の検出効率 1.2×10^{-3} から各 Ge 検出器の Relative Efficiency を計算した。以下の表 (表 3.3) はその結果である。

name of Ge detector	name of slot	Relative Efficiency (%)
GUOC15	A1	66.9
GFOC27	A2	73.6
GUOC9	A3	64.7
GFIC47	A4	48.2
GFIC39	B1	45.7
GFIC44	B2	-
GFIC38	B3	49.6
GUOC11	B4	68.1
GFIC37	C1	51.0
GFIC41	C2	70.7
GFIC48	C3	55.6
GFIC40	C4	53.5

表 3.3 求めた Relative Efficiency のまとめ

(slotB2 の GFIC44 についてはこの測定を行わなかった)

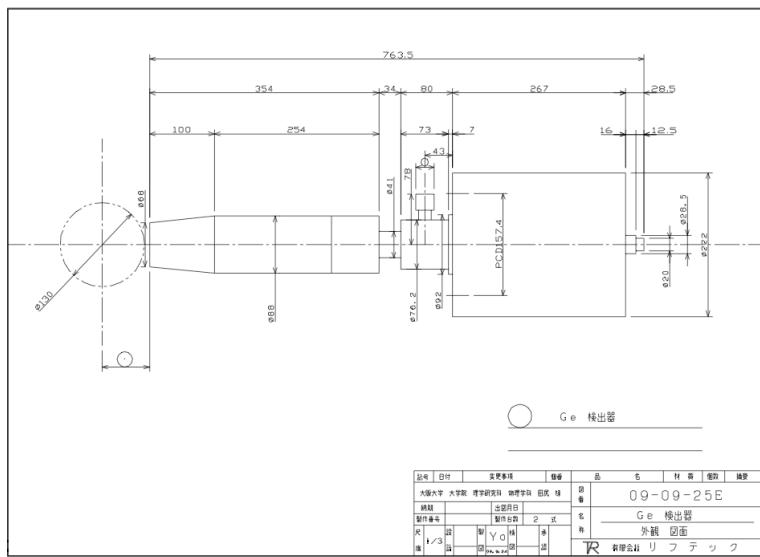


Fig. 3.4 Ge 検出器の図面

3.3. BGOACS (BGO anti-Compton shield)

3.3.1. BGO 検出器による anti-Compton の原理

BGOACS (BGO anti-Compton shield)とは、 γ 線測定において、BGO (bismuth germanium oxide)検出器を用いることでコンプトン散乱によるバックグラウンドを軽減する手法である。

γ 線測定において、検出器内で全エネルギーを落とした γ 線は、エネルギースペクトル上にピークとして現れるが、検出器内で Compton 散乱を起こしてエネルギーの一部が外に逃げてしまった γ 線については、ピークよりも低いエネルギー領域に、連続な分布をした山として現れる。具体例として、Fig. 3.5 に ^{137}Cs 線源を用いて γ 線測定を行った場合のエネルギースペクトルを示した。図より、線源によるピークの左側に Compton 散乱による山ができていることが分かる。様々なエネルギーの γ 線が観測される場合、このような Compton 散乱による山はピーク観測の邪魔になる。このため、Compton 散乱を起こした γ 線を減らすこと(anti-Compton と呼ばれる)は、S/N の向上につながる。

Fig. 3.6 に BGO 検出器を用いた anti-Compton の原理を模式的に示した。BGO 検出器とは、 $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ の結晶を用いたシンチレーション検出器である。BGO の結晶は光電吸収率が大きいため、BGO 検出器で Ge 検出器を覆うことにより、Ge 検出器内で

Compton 散乱を起こした γ 線を高効率でとらえることができる。これにより、Compton 散乱によるバックグラウンドの低減が可能となる。

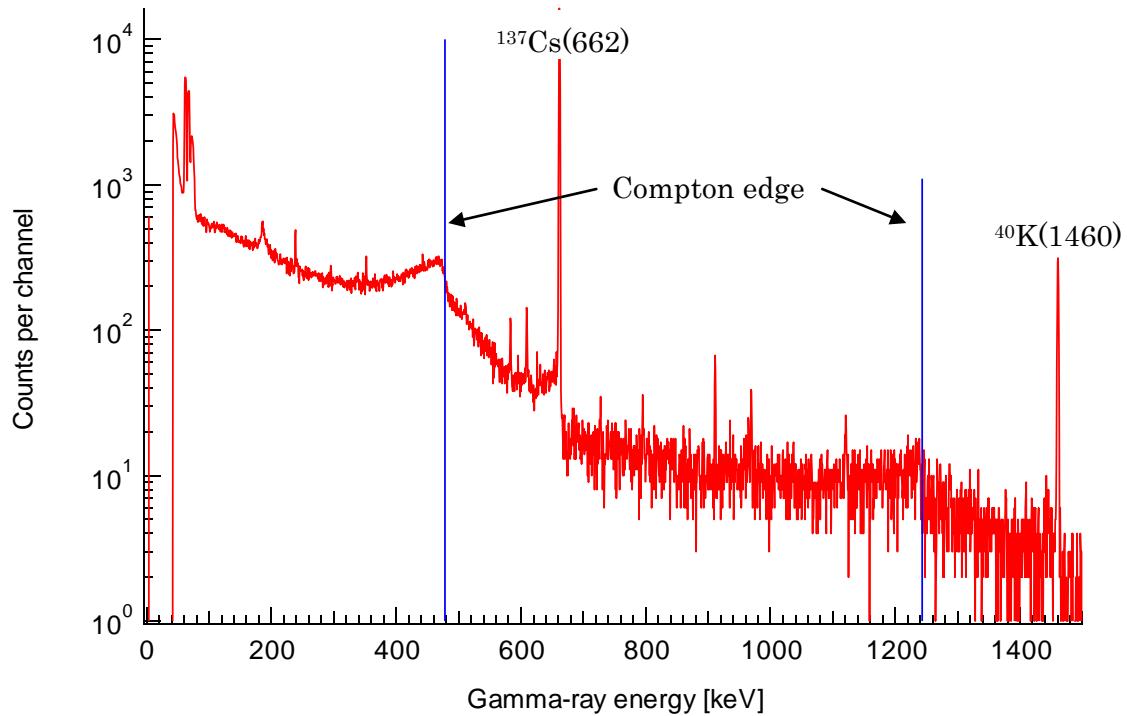


Fig. 3.5 ^{137}Cs 線源の γ 線エネルギースペクトル。青線は Compton edge に対応するエネルギーを示したもの。高エネルギー側のピークは、 ^{40}K による自然放射線である。

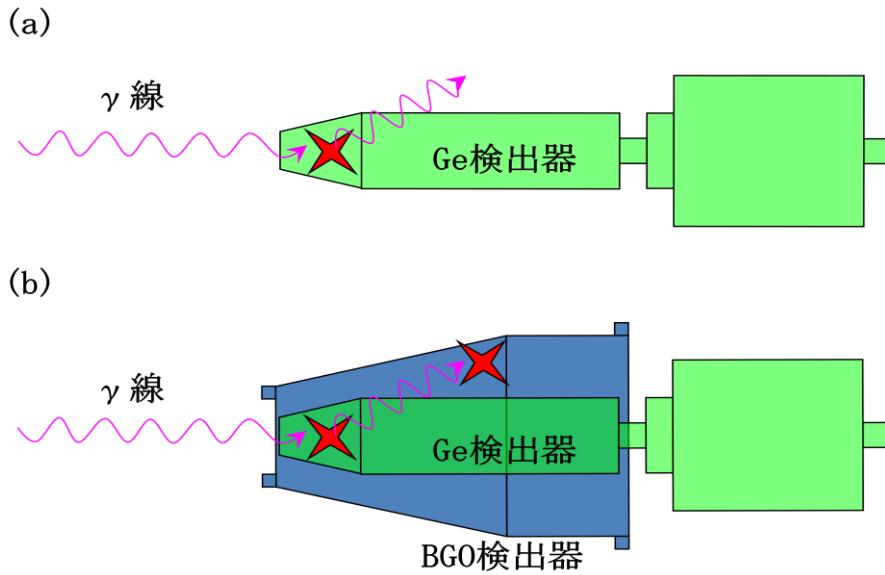


Fig. 3.6 BGO 検出器による anti-Compton の原理。(a) Ge 検出器のみの場合。(b) Ge 検出器の周囲を BGO 検出器で覆った場合。BGO 検出器が Ge 検出器と同時に γ 線を検出した場合を計数しないことで、Compton 散乱によるバックグラウンドを低減できる。

3.3.2. 使用した BGO 検出器

今回の実験では、フランスの EUROGAM[13]に用いられている BGO 検出器のうち 8 台を使用した。Fig. 3.7 にその写真を示す。一つの BGO 検出器は、10 個に分割された結晶と、それぞれの結晶につながる 10 本の光電子増倍管から成る。この 10 本の光電子増倍管の信号は足し合わせて使用される。



Fig. 3.7 実験で使用した BGO 検出器の写真

3.3.3. gain 合わせと divider の製作

BGO 検出器を用いて anti-Compton を行う際、出力信号に含まれるノイズも計数してしまうと、Compton 散乱せず本来ピーカーになる場合についても誤って落としてしまう可能性が大きくなる。このため、BGO 検出器の信号が γ 線によるものか、ノイズによるものか識別する必要がある。そこで今回、BGO 検出器の時間情報とエネルギー情報の二つを測定し、ノイズを落とすための最適な条件をオフラインで決定できるようにした。

各 BGO 検出器にそれぞれ 10 本ある光電子増倍管の信号は足し合わせて使用するため、エネルギー情報を測定するには、それぞれの gain を Hi-V 電圧によって揃える必要がある。全ての BGO の光電子増倍管は 80 本あり、それぞれに個別の電圧を供給するため、専用の分圧器(divider)を使用した。この divider のうち、BGO 検出器 7 台分はフランスで使われていたものを、残り 1 台分は我々で新しく製作したものを用いた。新たに製作した divider の回路図を Fig. 3.8 に、その写真を Fig. 3.9 に示す。

gain 合わせには ^{137}Cs 線源を用い、S-Amp (ORTEC 673) と MCA でエネルギースペクトルを得た。このスペクトルを見ながら抵抗値を調整し、各光電子増倍管の gain を揃えた。付録(A)にこの結果を示した。いくつかの光電子増倍管については、gain が小

さすぎる、信号が出ない等の不具合が見られたため、完全には調整できなかった。信号が出ないものについては、実験では出力を接続していない。

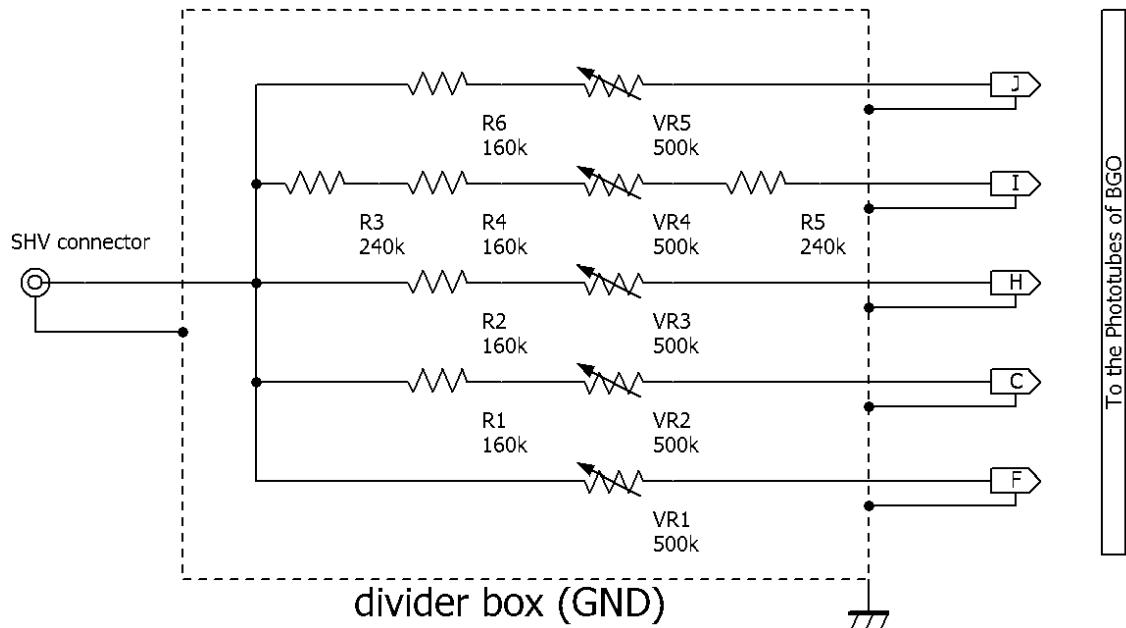


Fig. 3.8 製作した divider の回路図。事前におおよその gain を確認してそれぞれの分圧抵抗の値を決めておき、調整用に可変抵抗を付け加えてある。

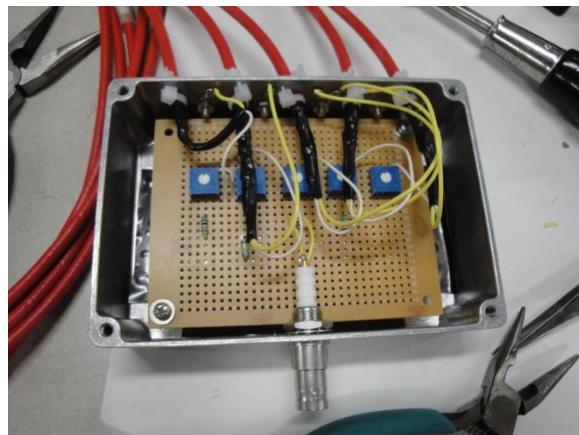


Fig. 3.9 製作した divider の写真。高電圧を印加するため、放電が起こらないよう絶縁テープで ground 部分を保護した。

3.3.4. anti-Compton のテスト

今回使用した BGO 検出器によって、どの程度 Compton 散乱によるバックグラウンドを低減できるか、事前にテストを行った。このテストでは、Ge 検出器と BGO 検出器 1 台ずつを組み合わせ、Fig. 3.10 で示された回路を組んで測定を行った。Trigger は Ge 検出器のみで掛かり、Ge 検出器のエネルギーを ADC、BGO 検出器のエネルギーを QDC、両検出器の時間情報を TDC で測定する。測定には ^{60}Co 線源を用い、検出器の前方には heavy metal のコリメータを設置した。

得られた BGO の TDC と QDC のスペクトルを Fig. 3.11 に示す。ノイズ部分を落とすため、TDC については 500ch から 1750ch、QDC については左端のピークを除いた部分のみを用いた。これらの条件に入った場合を除いた Ge 検出器のエネルギースペクトルを Fig. 3.12 に示す。TDC、QDC どちらを用いた場合もほぼ同等にバックグラウンドが落ちていることが分かる。以降のテストでは、TDC のみを用いて anti-Compton を行った。付録(B)に、8 台全ての BGO について anti-Compton を行う前後のスペクトルを示した。これらのスペクトルから、anti-Compton 前後で ^{60}Co の 1333keV のピーカ面積と、ピーカを除いたバックグラウンド部分がそれぞれどれだけ減少したかをグラフにした。(Fig. 3.13 参照) これにより、ピーカ部分のカウントをほとんど落とすことなく、バックグラウンドを 40% 前後にまで低減できることが示された。

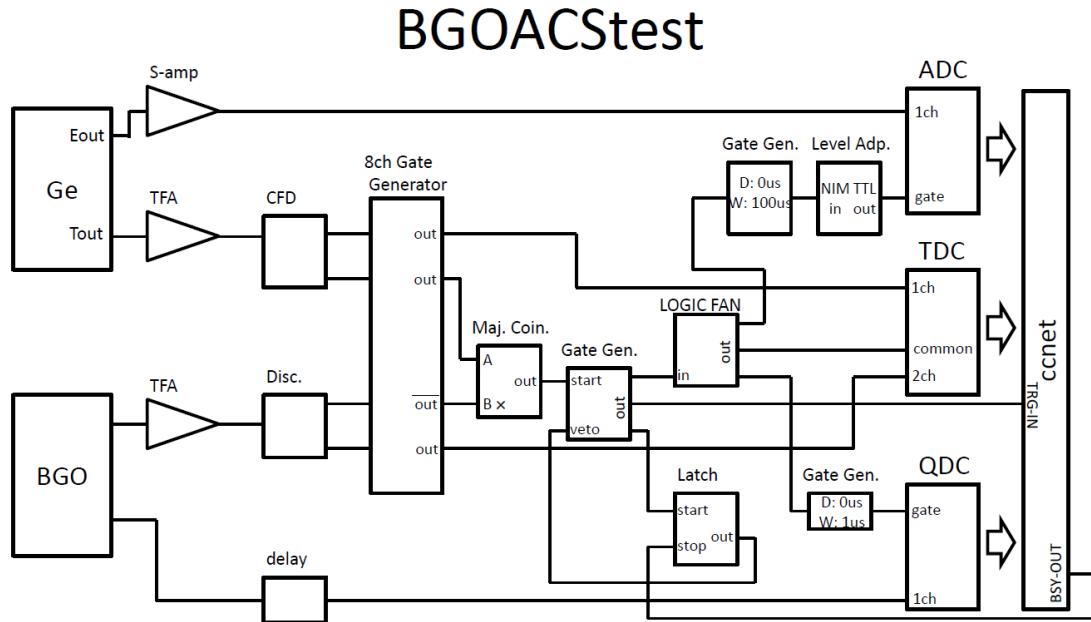


Fig. 3.10 BGOACStest のテストに用いた回路図

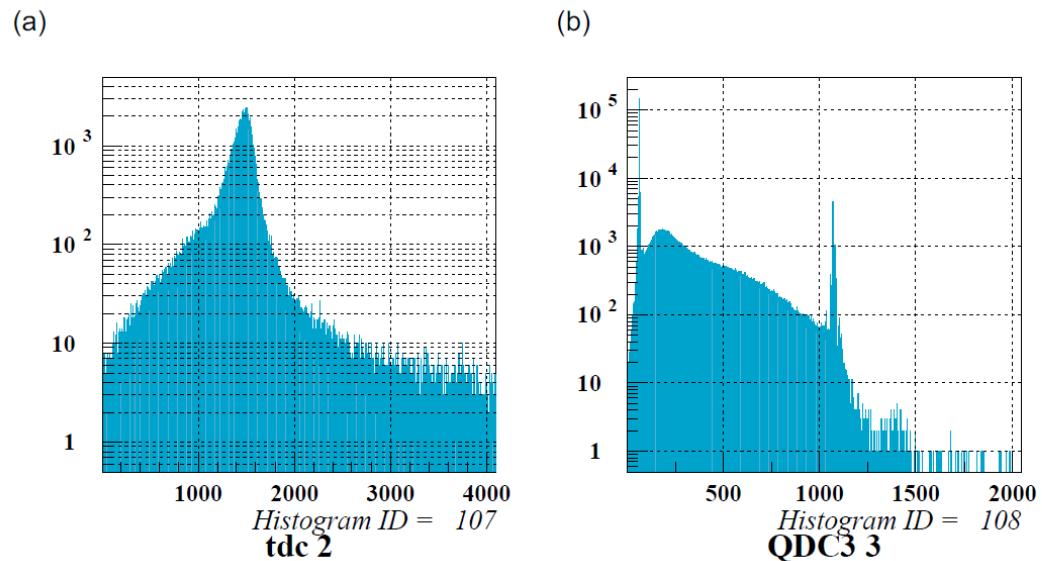


Fig. 3.11 BGO の(a) TDC スペクトルと(b) QDC のスペクトル。

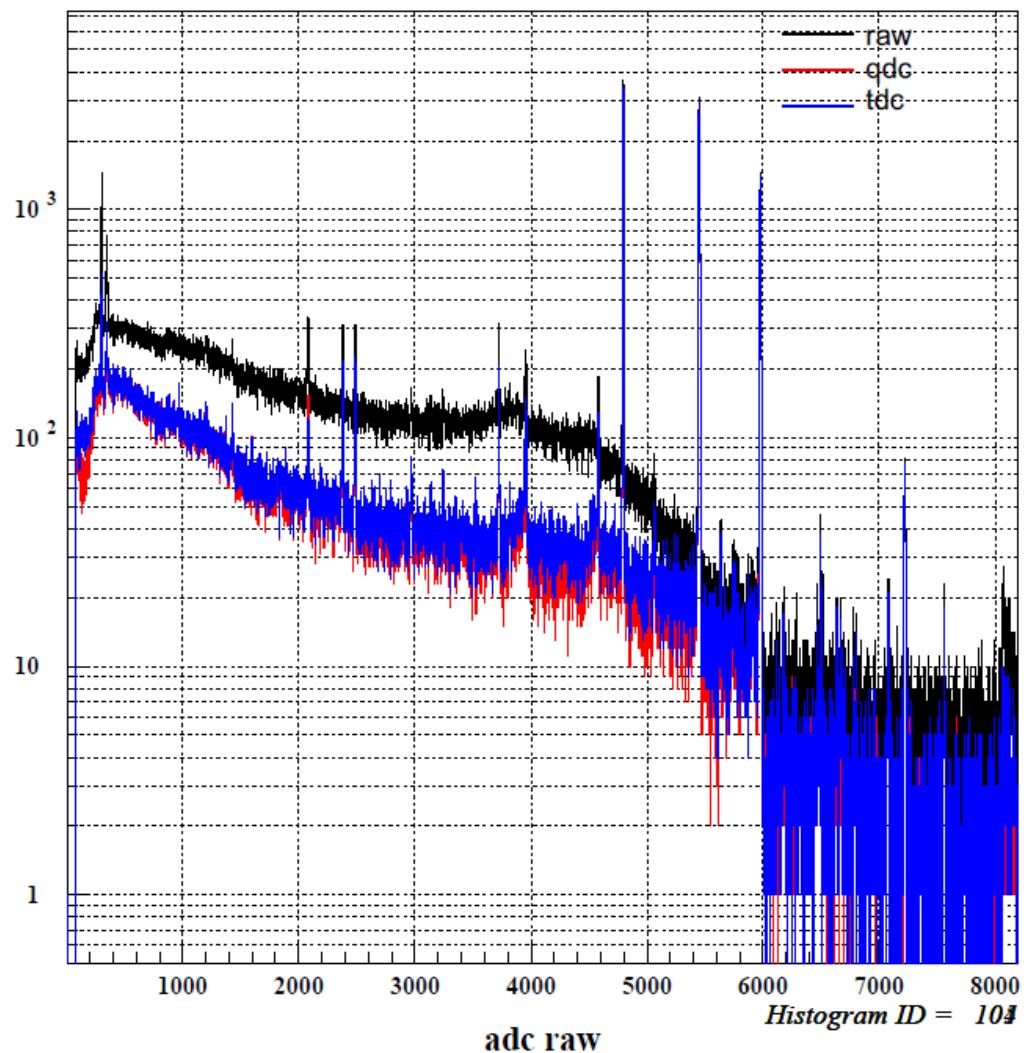


Fig. 3.12 tdc と qdc それぞれを用いて anti-Compton を行った際のスペクトル。

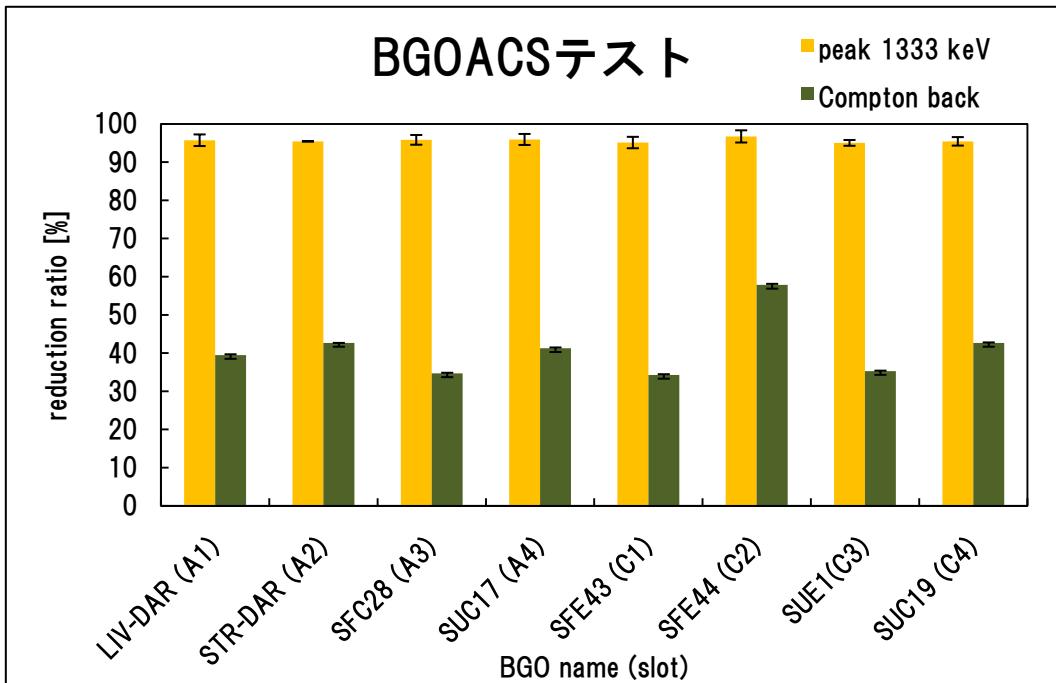


Fig. 3.13 事前に行った BGOACS テストの結果。TDC の 500ch から 1750xh を用いて anti-Compton を行っている。Compton 散乱によるバックグラウンドは多くの slot で 40%程度にまで低減されている。一方 ^{60}Co の 1333keV のピークは 95%以上と、ほとんど減っていない。SFE44 は 10 本中 4 本の光電子増倍管が故障していたため、効果が少なかったと考えられる。

3.4. Si-ball

3.4.1. 特徴

今回の実験では、核融合反応により発生した荷電蒸発粒子を検出するために Si-ball を用いた[14]。32 面体の各面にビームを通す 2 面を除いた合計 30 個(5 角形 10 枚、6 角形 20 枚)の Si 検出器(厚さ $170 \mu\text{m}$)が取り付けられている。Fig. 3.14 は実際の Si-ball の写真で、Si-ball の実際の大きさは直径約 12cm である。この Si-ball は立体角のほぼ 90%を覆っているので、ターゲットを囲むように配置することで非常に高い検出効率で荷電蒸発粒子を検出することが可能である。さらに蒸発粒子の Si 検出器でのエネルギー損失の違いから、蒸発粒子の識別も可能である。

今回この検出器を用いて生成核種の識別、Doppler shift における反跳効果の補正を行なっていく。

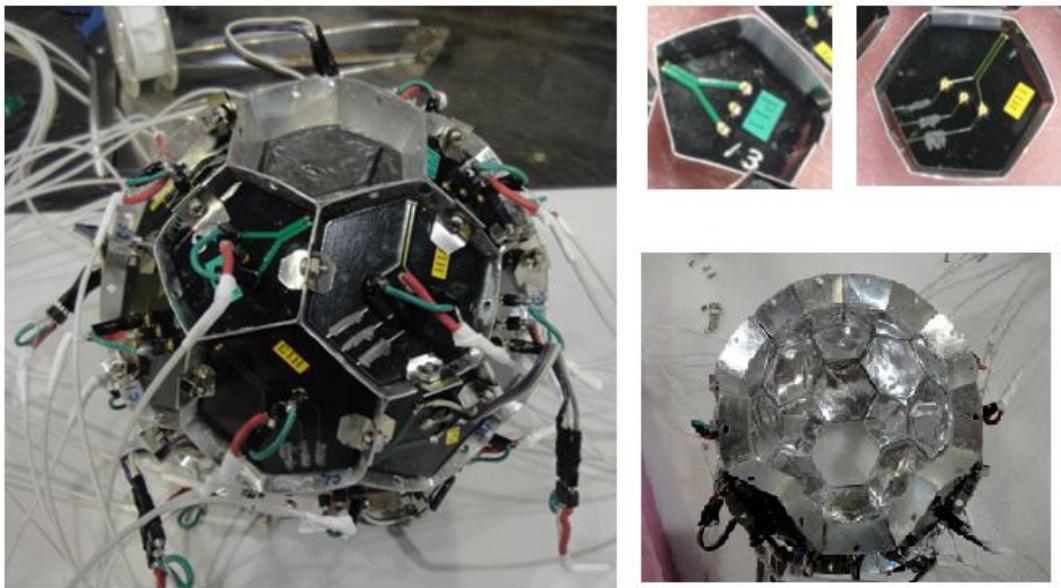


Fig. 3.14 Si-ball の写真

3.4.2. 組立て

3.4.3. テスト

実験を行う前に、Si-ball の動作テストを行った。テストは本実験と同様にチェンバー内に Si-ball を設置し、チェンバー内を真空にして行なった。ターゲット位置には ^{241}Am の α 線源を取り付けた。Fig. 3.15 は実際にテストに用いた回路である。

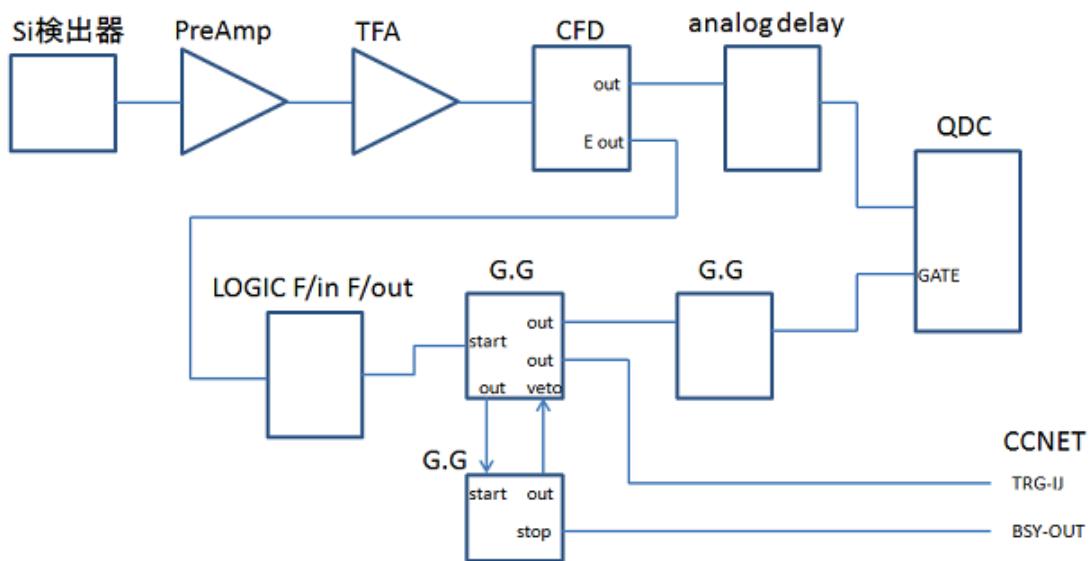


Fig. 3.15 テストに使用した回路

Fig. 3.16 は Si 検出器によって得られた ^{241}Am の α 線のエネルギースペクトルである。0 ch 付近のピークはペデスタルで 1000ch 付近のピークが ^{241}Am 線源の放出する α 線 (5638KeV)によるピークである。このエネルギーでのエネルギー分解能を求めるとき、半値幅で 100KeV であった。

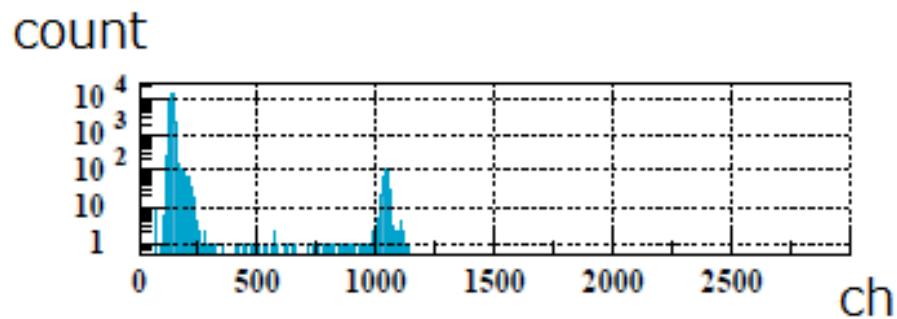


Fig. 3.16 Si 検出器のエネルギースペクトル

4. 実験準備（見積もり、シミュレーション）

4.1. EN course

4.1.1. EN コース

実験は大阪大学吹田キャンパスの核物理研究センターRCNP(Research Center for Nuclear Physics)にある EN コースを用いて行った。実験期間は 2010 年 12 月 24 日 9:00～12 月 25 日 21:00 であった。下図は RCNP beam line および EN コースの概略図である (Fig. 4.1)。

AVF サイクロトロンにより 9.2MeV/u(166MeV)まで加速し EN コースまで輸送した ^{18}O 1 次 beam を、F0 に設置した厚さ $120\mu\text{m}$ の Al ディグレーダーによりエネルギーを約 46MeV/u(83MeV)まで落として F2 まで輸送し、F2 に設置した厚さ $0.8\mu\text{m}$ の ^{27}Al target と核融合反応させ、その際に放出される荷電蒸発粒子($\text{p} + \alpha$)および生成核から放出される γ 線を Si 検出器・Ge 検出器を用いて測定を行った。

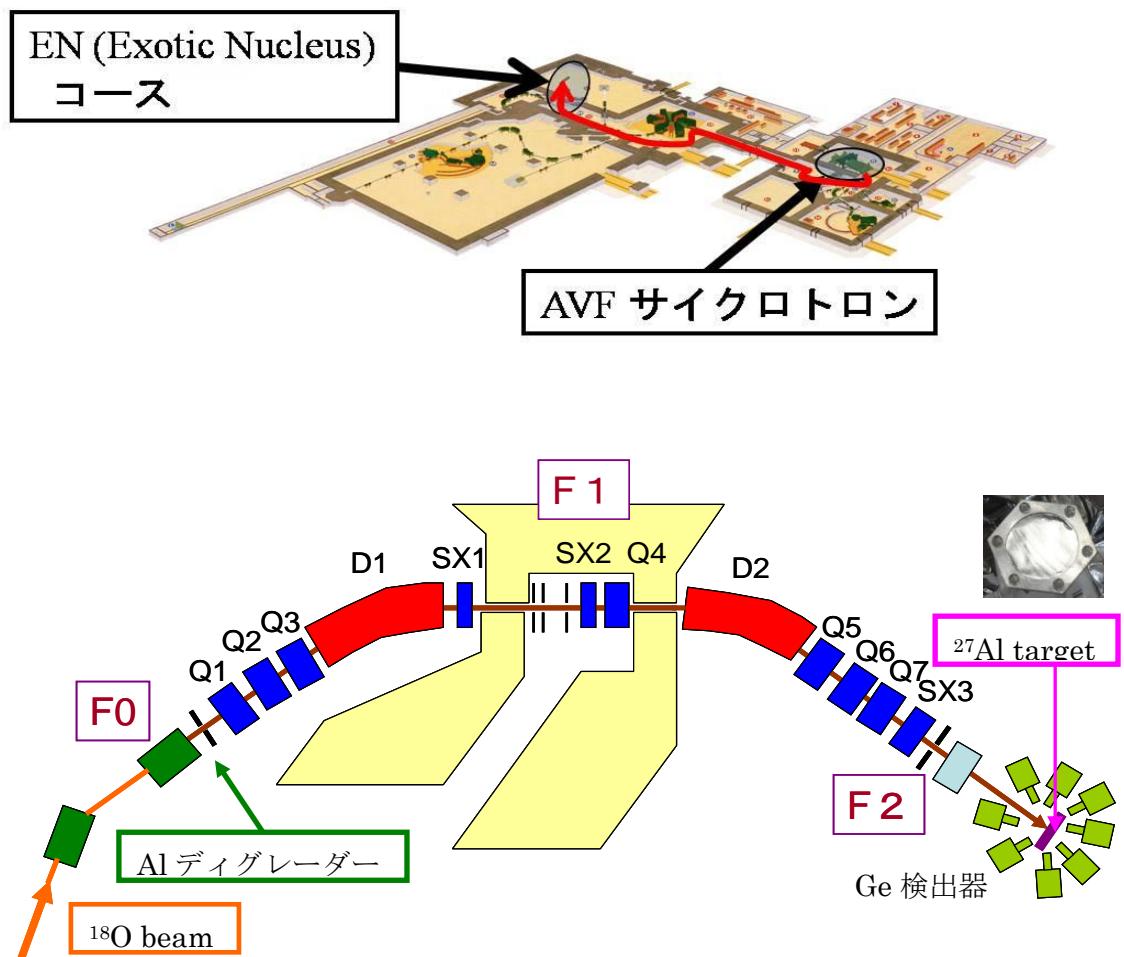


Fig. 4.1 F0～F2 : beam 収束点、Q1～Q7 : 四重極電磁石、D1・D2:双極電磁石、

SX1～SX3：六重極電磁石

F1・F2 beam 収束点付近には beam をモニターするために F1 に PPAC 1台・プラスチックシンチレーター1台、F2 に PPAC2台・SSD2台が配置されている。これらの検出器を用いて、beam 強度・target 位置での beam 収束の調整等を行った。以下にその配置図 (Fig. 4.2) と各検出器のリストを示す (表 4.1)。

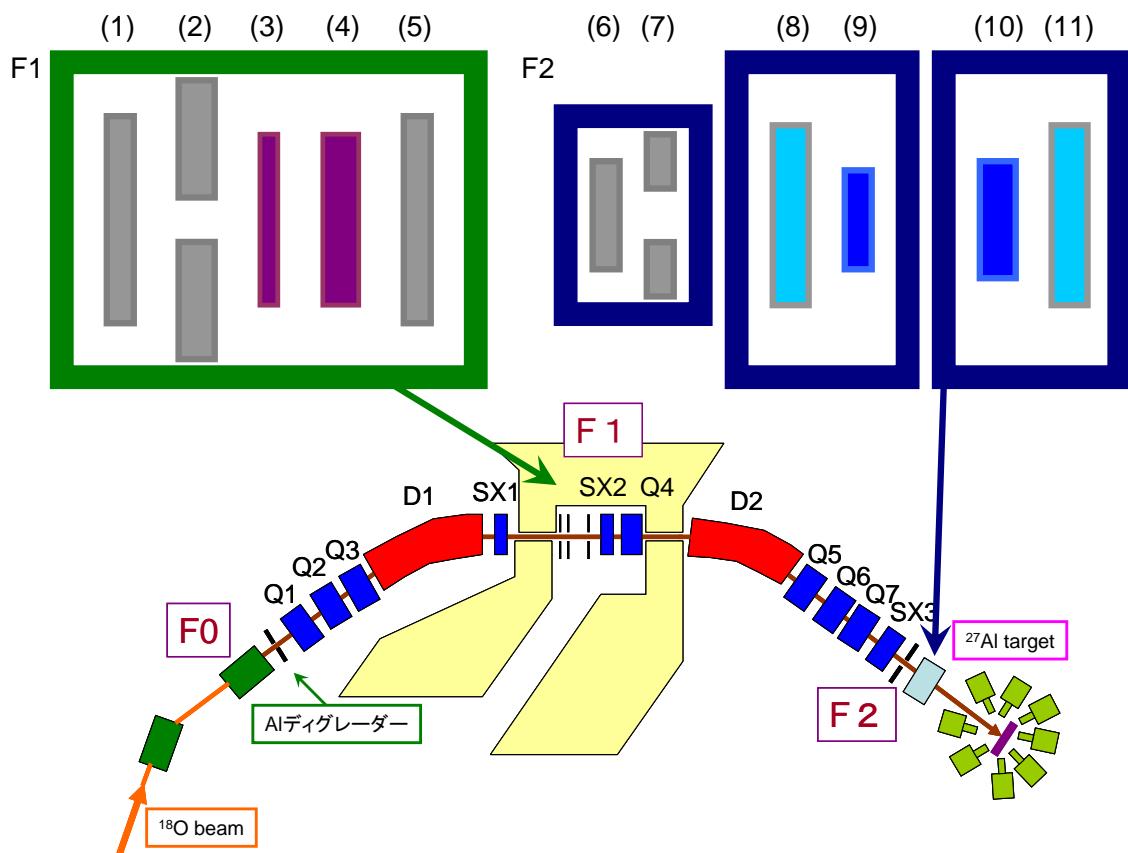


Fig. 4.2 F1:(1)垂直バッフル、(2)左右スリット、(3)プラスチックシンチレーター、
 (4)F1 PPAC、(5)垂直バッフル、F2:(6)垂直バッフル、(7)左右スリット、
 (8)F2U PPAC、(9)F2U SSD、(10)F2D SSD、(11)F2D PPAC

	検出器	有効面積(mm^2)	厚さ(mm)	F2からの距離(mm)	電圧(V)	リーコレント(μA)
F1	F1 PPAC	40×150			+560	
	シンチレーター				-2000	
F2	F2U PPAC	100×100		1517	+750	
	F2U SSD	450($\phi 24$)	72.3	1455	+40	1.7
	F2D SSD	48×48	250	1113.5	+120	0.6
	F2D PPAC	100×100		1105	+750	

表 4.1 モニター系検出器のサイズおよび設置状況

4.1.2. beam モニター系検出器

Solid State Detector (SSD)

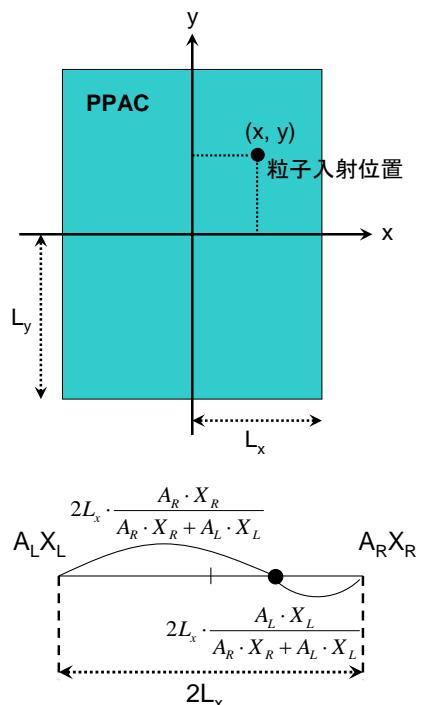
半導体検出器の 1 つで、半導体(Si)結晶中での電子正孔対生成に必要なエネルギーが小さく、エネルギー分解能が優れている。これを用いて beam のエネルギーの広がりを観測した。

これを用いて粒子のエネルギー損失 ΔE の測定が可能である。 ΔE は同じエネルギーの場合でも原子核の種類によって異なるため、粒子識別に非常に有効である。

Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC)

ガス検出器の 1 つで、透過型の位置検出器ではもともエネルギー損失 ΔE が小さい。電極間にガスを注入した多数の比例計数管を数 mm 間隔で設置しており、検出器に入射した粒子の 2 次元的位置情報を得ることができる。また出力信号の立ち上がり・立下りが速いため、高時間分解能での測定が可能である。

PPAC には上下左右にカソードが設置されており、それらの比から位置を検出する。各カソードからの出力およびそのゲインをそれぞれ(Y_U, A_U), (Y_D, A_D), (X_R, A_R), (X_L, A_L)、実際の長さをそれぞれ L_x, L_y (Fig. 4.4 参照)、中心からのオフセットをそれぞれ $X_{\text{offset}}, Y_{\text{offset}}$ とすると、粒子の入射した位置 x, y はそ



それぞれ以下の式で表すことができる。

$$x = L_x \cdot \frac{A_R \cdot X_R - A_L \cdot X_L}{A_R \cdot X_R + A_L \cdot X_L} + X_{offset}, \quad y = L_y \cdot \frac{A_R \cdot Y_R - A_L \cdot Y_L}{A_R \cdot Y_R + A_L \cdot Y_L} + Y_{offset}$$

プラスチックシンチレーター

シンチレーション検出器の1つ。SSD や PPAC はそれぞれ計数率に限界があるため、beam をこれらに入射させる前にプラスチックシンチレーターで beam 強度の測定を行い、限界を超えないように beam 強度を調整した。

Tracking

F2 の 2 台の PPAC を用いて、target 位置における beam の収束(Tracking)の計算を行った。以下に計算法を示す。

beam の進行方向を Z 軸・beam に対して水平方向を X 軸とする。F2U PPAC・F2D PPAC・target 位置での beam の X 座標をそれぞれ X_U ・ X_D ・ X_{target} と定義する。Z 軸方向についても同様に Z_D ・ Z_X ・ Z_{target} と定義する。これらの座標の関係は Fig. 4.5 のようになるので、target 位置の beam の X 座標 X_{target} は

$$X_{target} [mm] = (X_D - X_U) \cdot \frac{Z_{target} - Z_U}{Z_D - Z_U} + X_U$$

で計算することができる。Y 座標についても同様にして計算することができる。

ただし、この結果には 2 台の PPAC での散乱の影響が含まれているので、実際の target 位置の beam 収束はこの計算により得られる値よりも小さくなる。

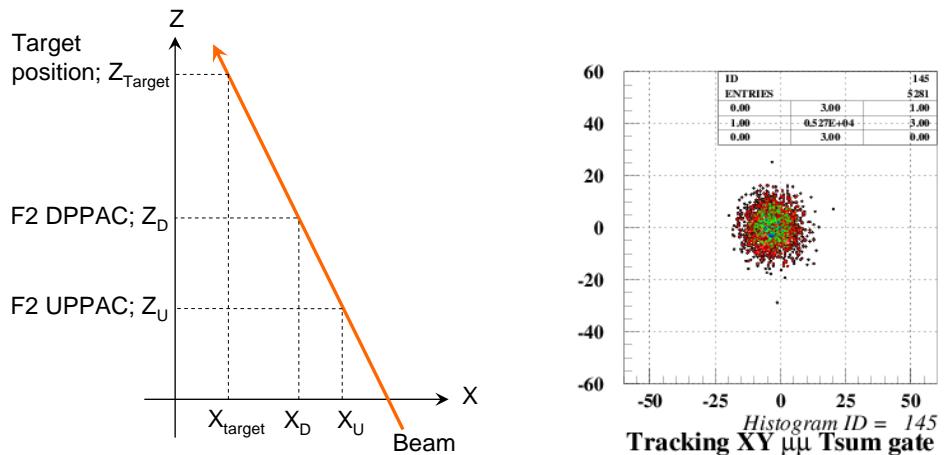


Fig. 4.5 Tracking の概略図と Tracking により実際に得られた beam の像)

4.2. ターゲット及びビームの決定 (CASCADE)

今回の実験におけるターゲットとビームの設定は以下の通りである。

- ターゲット : ^{27}Al foil、 厚さ $0.8\mu\text{m}$ ($216\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- ビーム : $^{18}\text{O}^{6+}$ 、 エネルギー 70Mev (3.89Mev/u)

本節では、これらの設定理由について説明する。

4.2.1. ターゲット及びビーム核種の決定

本研究では、Doppler shift が問題となるような核融合反応において、S/N 良く γ 線測定を行う手法の確立を目的としている。従って、Doppler shift による影響の大きい反応について実験を行うべきである。このためには、核融合反応後の生成核の速度が大きくなるよう、ビーム核の質量数に対してターゲット核のそれがある程度小さい必要がある。ターゲット核の質量数が大きすぎると、Doppler shift がほとんど観測されないからである。ここで、ビームのエネルギーを大きくする方法も考えられるが、後述のように、ビームエネルギーは通常、目的の核種の生成断面積を最大化するように決定される。

また、本研究は将来的に、変形した原子核の回転による準位構造を調べるための γ 線測定を想定している。特に、近年 ^{40}Ca において超変形(superdeformation)状態の回転準位が発見[1]されており、この ^{40}Ca と陽子数、中性子数の近い原子核について γ 線測定により準位構造を調べることは非常に有意義であると考えられる。 ^{27}Al ターゲットと

^{18}O ビームの組み合わせを用いることで、この領域の核種を生成させることができることが可能である。さらに、Al は比較的低価格で入手可能な上、安定同位体が ^{27}Al のみであるため、100%に近い純度を得ることができるという利点もある。

4.2.2. ターゲットの厚さの決定

ターゲットの厚さを決定する際に注意した点は、次の 2 つである。

- 反応断面積
- Doppler shift の広がり

前者は、ターゲットが薄くなるほど反応が起きる確率が小さくなるため、生成量が減少することである。この点において、ターゲットの厚さは厚い方が良い。後者は、ターゲットの厚さ方向に対して、どの位置で反応が起きたかによって生成核の速度が異なる(Fig. 4.6 (b)参照)ため、ターゲットが厚いほど観測される Doppler shift に広がりが生じるということである。Fig. 4.6(a)に、ターゲットの厚さに対する、観測される γ 線の Doppler shift の上限値と下限値のプロットを示した。観測される γ 線の Doppler shift は、図の赤線と青線の間を分布することになる。これは、 γ 線スペクトルにおけるピークがこの範囲で広がることを示しているので、この点からするとターゲットは薄い方が良い。Ge 検出器の分解能が 2keV/1000keV 程度であることを考慮すると、ターゲットの厚さは 1 μm 程度まで薄くする必要があると考えられる。一方、後述の生成核種の断面積の計算(4.2.3 節参照)により、この程度の厚さでそれなりの生成量が得られることが分かった。そこでカタログを探したところ、0.8 μm の Al foil が購入可能だったので、これを用いる事にした。

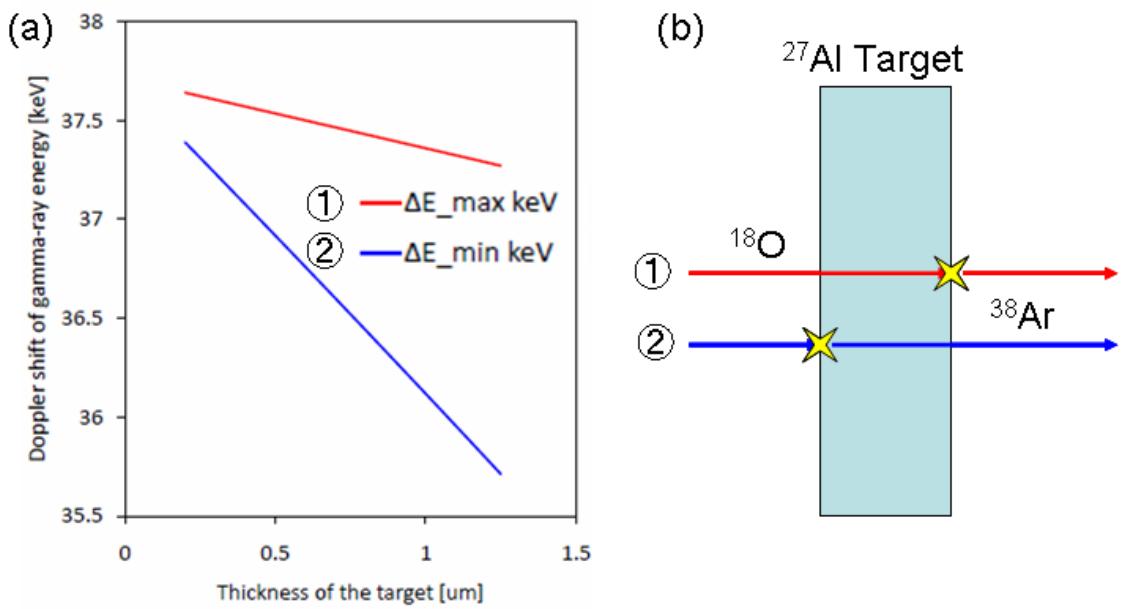


Fig. 4.6 (a)Doppler shift とターゲットの厚さの関係。ビーム軸から 50° で観測される 1000keV の 線に対するシフト量の最大値と最小値を、ターゲットの厚さについてプロットした。(ここではビーム ^{18}O 、ターゲット ^{27}Al 、生成核 ^{38}Ar について計算。) エネルギー損失の計算には SRIM[10]を用いた。(b)ターゲットにおける反応の模式図。

4.2.3. ビームエネルギーの決定と CASCADE による生成核種の計算

^{18}O ビームのエネルギーを決定するため、CASCADE[6]エラー! 参照元が見つかりません。という計算コードを用いて生成核種の生成断面積を計算した。このうち主要な核種についてビームエネルギーを変えて計算し、プロットしたものを Fig. 4.7 に示す。ビームが持ち込むエネルギーが大きくなるほど、より蒸発粒子の数が多い反応が主になっていくという傾向が表れていることが分かる。この計算により、超変形が見つかっている ^{40}Ca 付近の核種はビームのエネルギーが 100MeV 以下の領域で生成され易いという結果が得られた。また、Si-ball を用いた生成核種の識別や補正を行い、評価するためには、蒸発する α 粒子や陽子の数が少ない(一つないし二つ程度)方が適していると考えられる。今回は、蒸発粒子の中でも特に反跳の影響が大きい α 粒子を一つ放出する ^{38}Ar を補正の評価に用いることを考え、 ^{38}Ar の生成断面積が最大となるビームエネルギーである、70MeV (3.89MeV/u)で実験を行うことに決定した。

Fig. 4.8 に、ビームエネルギーが 70MeV のときの CASCADE による計算結果を核図表として表したものと示す。最も生成量の多い ^{38}Ar を始め、 ^{36}Cl や ^{41}Ca など非常に多くの核種が生成することが分かる。

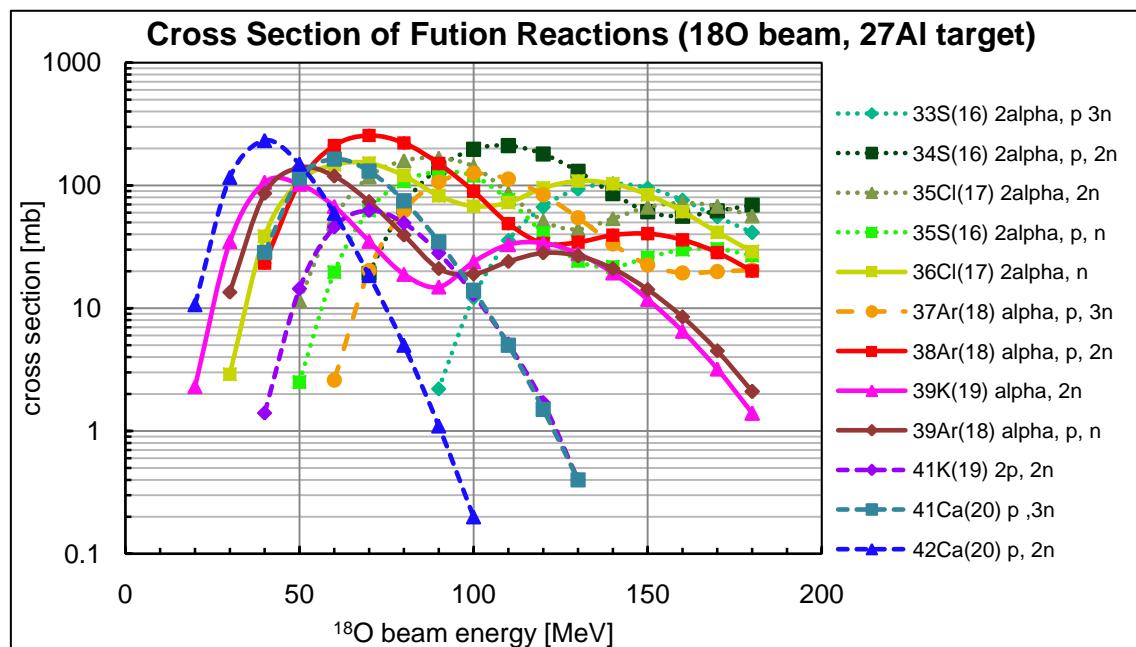


Fig. 4.7 CASCADE による核種毎の反応断面積の計算結果

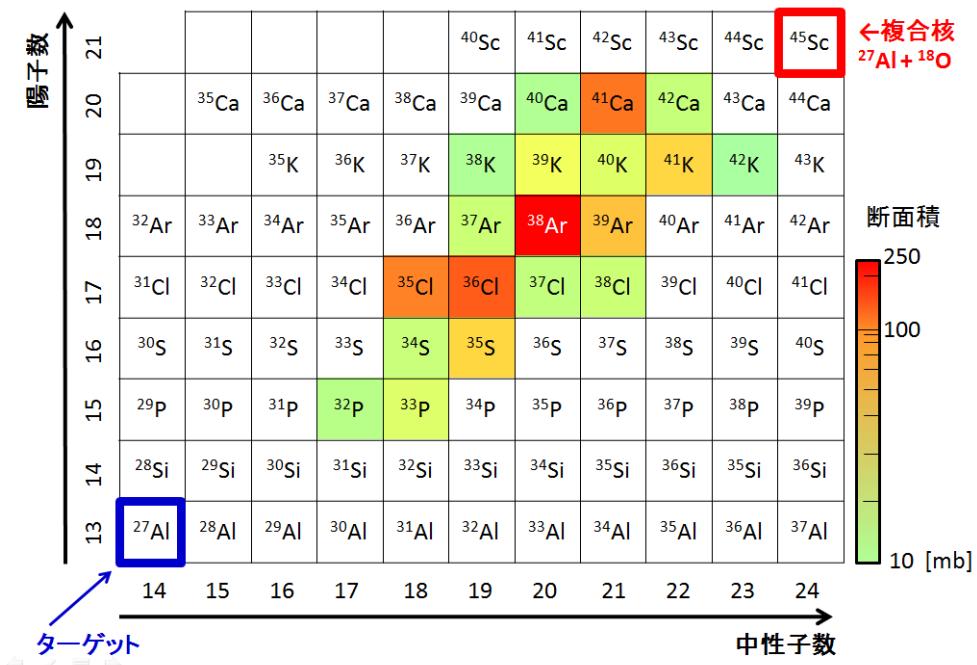


Fig. 4.8 ^{18}O ビームエネルギーが 70MeV のときの生成断面積(CASCADE による)を核図表に色で塗り分けたもの

4.3. Degrader

今回の実験でサイクロトロンから供給されるビームは 9.2MeV/u の $^{18}\text{O}^{6+}$ である。しかし、ターゲット位置で必要なビームのエネルギーは 3.9MeV/u なのでそこまでエネルギーを落とす必要がある。

今回、F0 に $120 \mu\text{m}$ の Al を設置することで、元々のエネルギーを目的のエネルギーまで落とすことにした。エネルギー損失の計算には SRIM を用いた。

4.4. Doppler shift の見積もりとターゲット厚さの決定

4.5. γ 線スペクトルのシミュレーション

本研究では、蒸発粒子の放出に伴う反跳による Doppler shift の広がりを補正し、分解能を向上させることができ一つの目標である。このような補正の効果を評価するためには、反跳による効果が、ピークの分解能を決めるその他の要因と比べ十分大きい必要がある。

その他の要因として考えられることとして、

- ターゲットの厚さによる Doppler shift の広がり
- Ge 検出器の立体角によって、ビーム軸に対する観測方向の広がりが生じることによる Doppler shift の広がり

の 2 点が挙げられる。これらの要因が、反跳による効果と比べて大きい場合、補正の効果を評価することは困難である。このような事態を避けるため、それぞれの効果によるピークの広がりがどの程度になるか事前にシミュレーションを行った。

シミュレーションのために作ったプログラムの大まかなフローチャートを Fig. 4.9 に示す。このフローチャートの最初に、ガウス分布乱数でエネルギーを決定する部分があるが、見積もりの段階では定数(70MeV)とした。 γ 線のエネルギーは 1000keV とし、Ge 検出器の角度がビーム軸から 50° 、 90° 、 130° の 3 種類についてそれぞれシミュレーションを行った。Ge 検出器の θ (ビーム軸からの角度)の範囲としては、Ge 検出器をターゲットチェンバーに最大限近づけて配置し、コリメータを設置していない場合のものを用いた。

α 粒子を一つ放出する場合についてのシミュレーション結果を Fig. 4.10 に示す。この図において、(a)のスペクトルは反跳の効果を含んでおり、(b)のスペクトルはこれを含んでいない。つまり、実際の実験に当てはめると(a)は補正前、(b)は完全に理想的に補正できた場合のスペクトルに対応する。図から明らかなように、反跳による効果の補正以前に Ge 検出器の立体角による効果でピークがかなり広がってしまう。そこで、Ge 検出器の前方に入射する γ 線の θ を絞るためにコリメータを設置することにした。

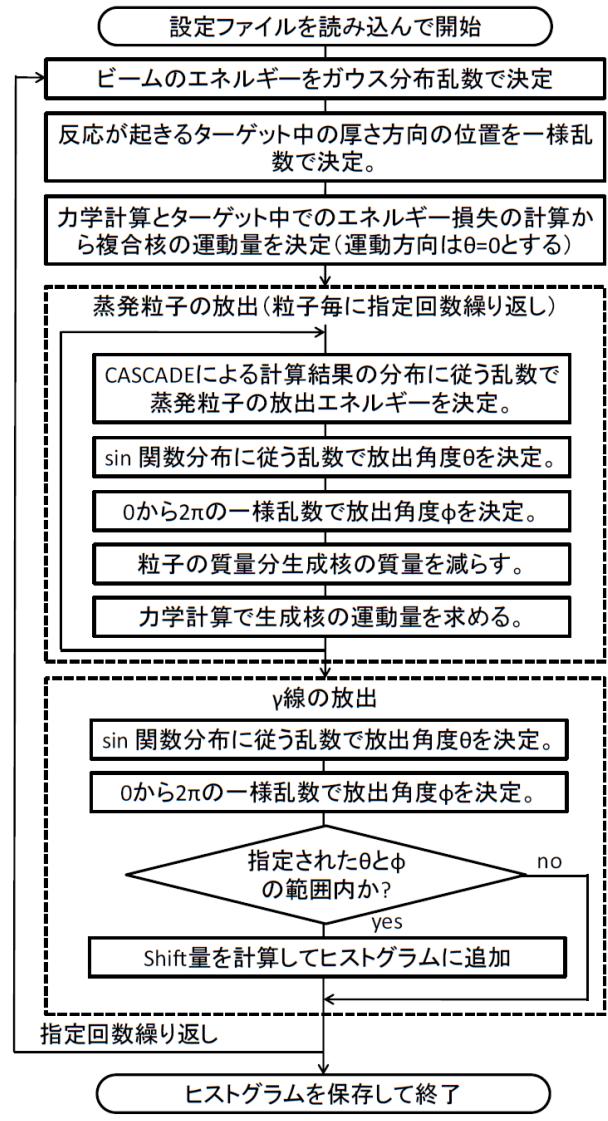


Fig. 4.9 Doppler shift のシミュレーションプログラムのフローチャート

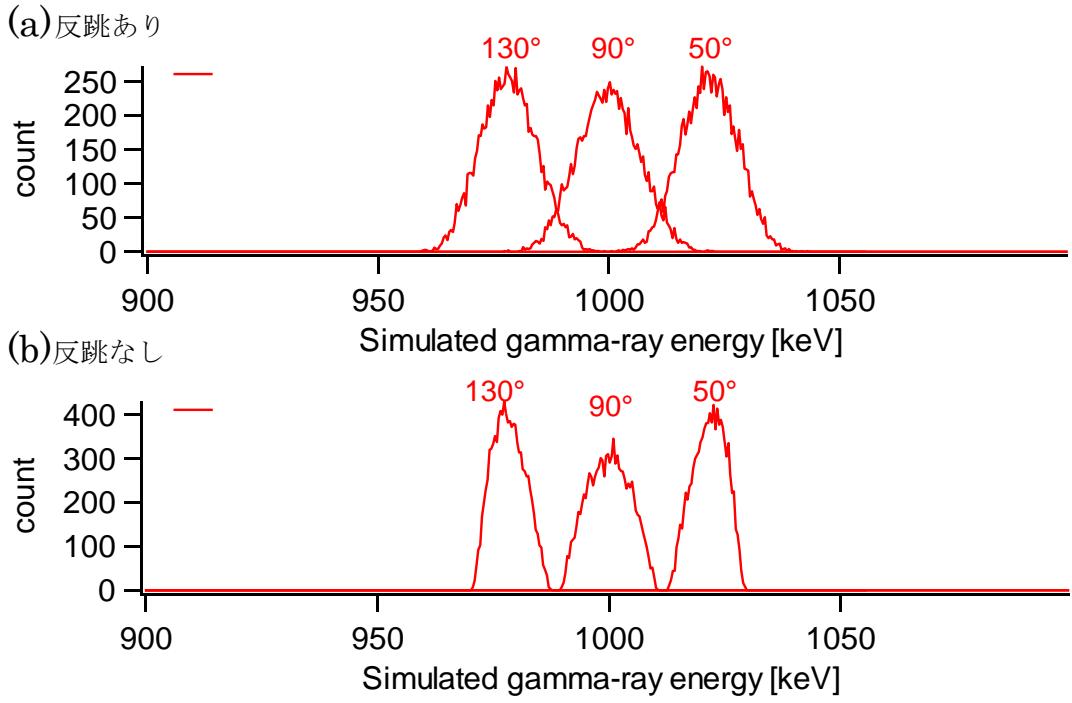


Fig. 4.10 γ 線の Doppler shift のシミュレーション。 $E_\gamma = 100\text{keV}$ 、 $E_{beam} = 70\text{MeV}$ (a) α 粒子を一つ放出した場合のスペクトル。(b) 蒸発粒子がない場合のスペクトル。

4.6. コリメータの導入

4.6.1. コリメータの幅の見積もり

4.5 節のシミュレーション結果を踏まえ、Ge 検出器に入射する γ 線のビーム軸からの角度 θ を絞るための Pb コリメータを設置することにした。製作の際、Pb を加工することは難しいので、Pb ブロックをスリット様に配置する方法を考えた。Fig. 4.11 にこの配置の模式図を示す。これにより、製作の手間やコストを抑えた上で、Ge 検出器の立体角による γ 線のピークの広がりを小さくすることができると考えられる。

次に、このコリメータのスリット間隔を決定するために、4.5 節で示したものと同様のシミュレーションを行った。その結果、コリメータのスリット間隔を 7mm まで狭めることで、反跳の効果を除いた際の 1000keV の γ 線のピークが、Ge 検出器自身の分解能である 2keV 程度にまで細くなることが分かった。この時のシミュレーション結果を Fig. 4.12 に示した。これにより、幅 7mm のコリメータを設置することで、反跳による効果の補正前後を他の効果の影響なく比較できるようになると考えられる。

Pb コリメータの厚さは 4cm とした。このとき、3MeV の γ 線は 86% 吸収することが出来る。

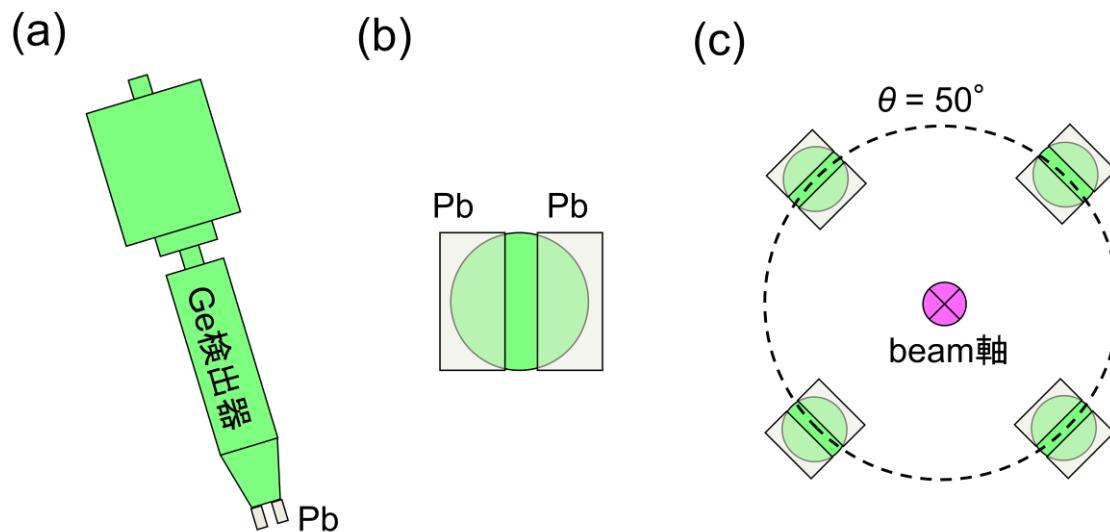


Fig. 4.11 Pb コリメータ配置の模式図。ビーム軸に対する角度を絞るよう、スリット同様に Pb ブロックを配置する。(a)側面図。(b)正面図。(c)ビーム軸に対する配置図。

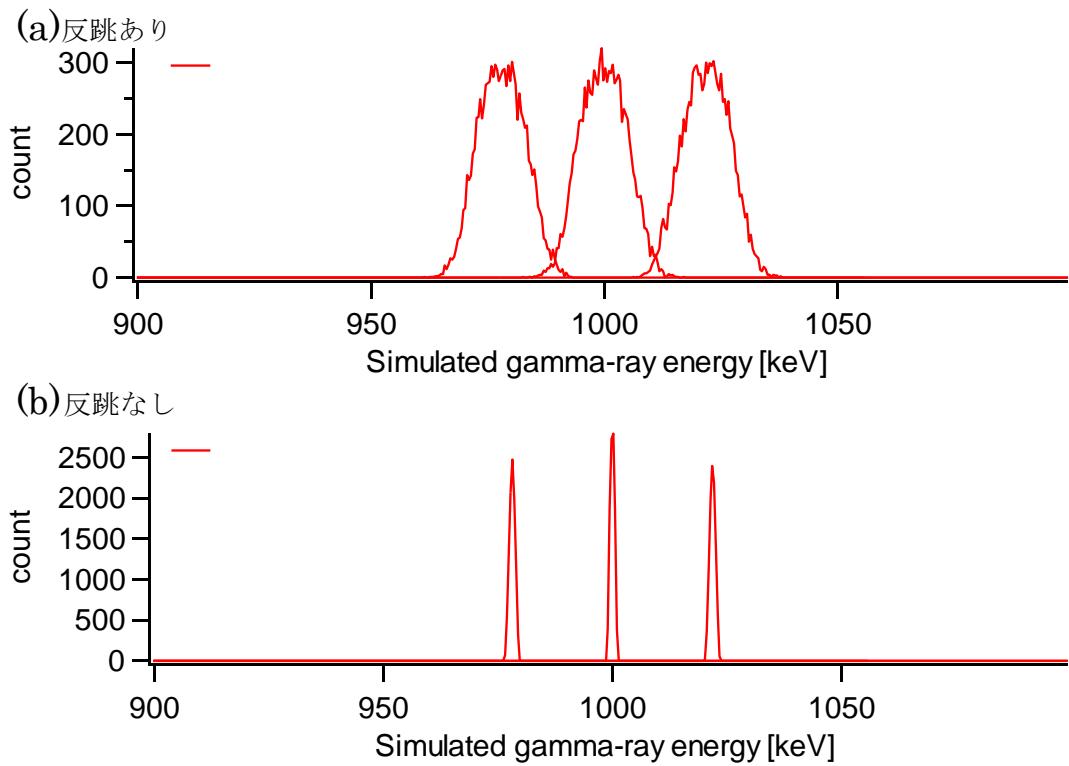


Fig. 4.12 幅 7mm のコリメータを設置した場合の Doppler shift のシミュレーション。
(a) α 粒子を一つ放出した場合。 (b) 蒸発粒子を放出しない場合。

4.6.2. 設計

Ge 検出器の前方にコリメータを設置するためには、ターゲットチェンバーと Ge 検出器の間にスペースを作る必要があるため、既存の架台そのままでは利用できない。そこで、既存の架台に取り付けて、Ge 検出器の位置を中心から離すための部品を設計した。Fig. 4.13 にこれらの部品の配置図を、Fig. 4.14 に実際に取り付けた際の写真を示した。寸切りとナットを用いて、本来の取り付け板の表面から 5cm 程度の位置に BGO 取付用のリングを固定し、このリングと 3 枚の押さえ板によって BGO 検出器を取り付けた。Fig. 4.15 に Pb コリメータを設置した写真を示す。

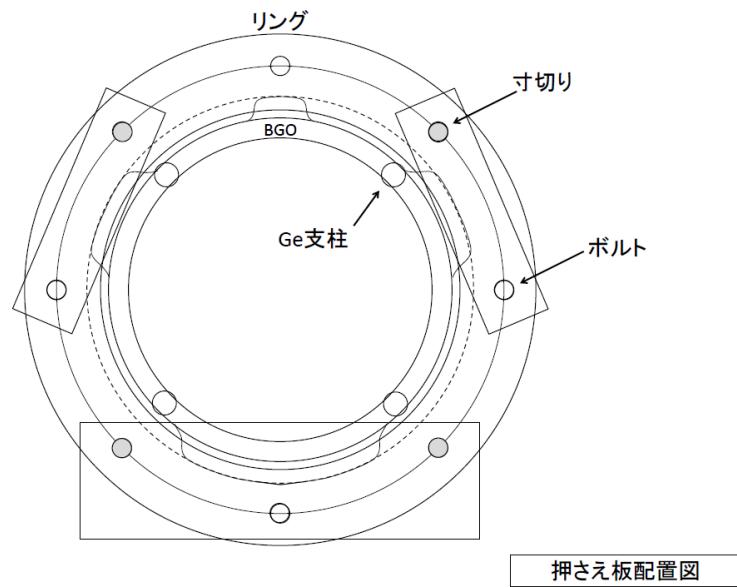


Fig. 4.13 コリメータを設置するために設計した部品の配置図。

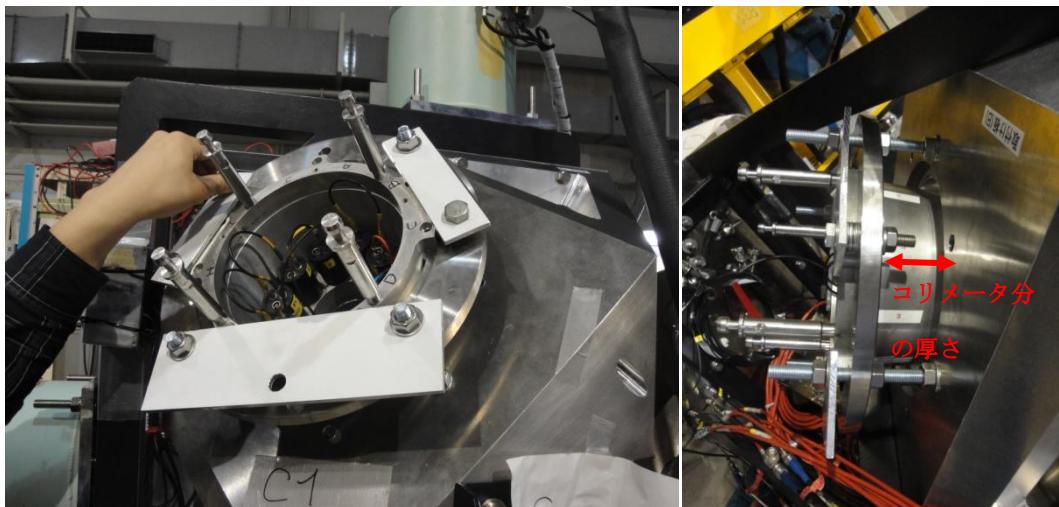


Fig. 4.14 実験時の配置の様子を示す写真



Fig. 4.15 コリメータ取り付け後の写真。テープと針金を用いて Ge 検出器前方に固定している。

4.7. absorber の決定

Si-ball の Si 検出器に散乱したビームが入ってしまわないように、absorber をそれぞれの角度の Si 検出器に取り付ける必要がある。これは Si 検出器に重イオンが高いレートで入ってしまうと、Si の結晶を壊してしまうためである。Fig. 4.16 が実際に absorber を取り付けた Si-ball の写真である。

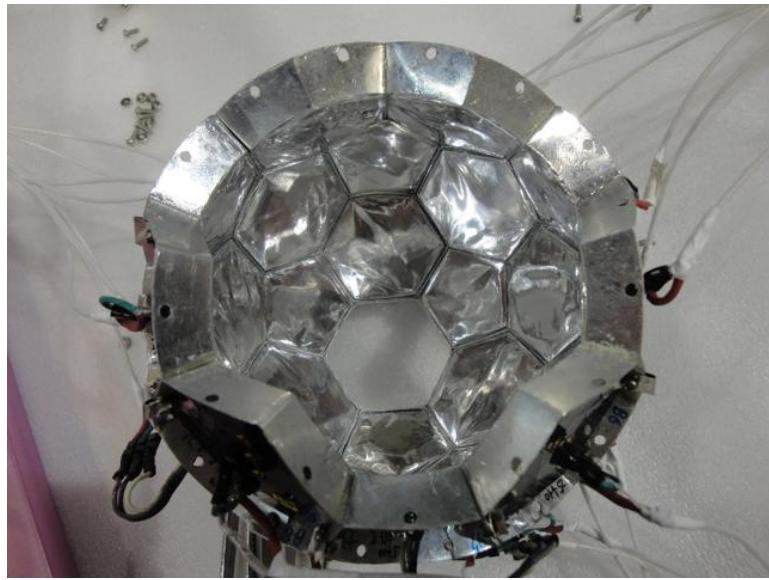


Fig. 4.16 Absorber 付きの Si-ball

absorber の厚さは散乱したビームが必ず止まるような厚さにしなければいけないが、厚すぎると核融合反応により出てきた陽子や α 粒子といった蒸発粒子も大幅に止めてしまう。そのため、absorber はなるべく薄く設定する必要がある。

absorber の厚さの決定するために、まずビームがターゲットで弾性散乱したとして散乱によるエネルギーの角度依存性を求める。その計算結果を用いて Si-ball の各 Si 検出器に入射するビームの最大のエネルギーを計算する。そのエネルギーをもとに各 Si 検出器について必要な absorber の厚さを求めた。実際に取り付けた absorber の厚さをビーム軸からの角度ごとに以下の表にまとめた。Absorber の材質は取り扱いやすさから Al にした。

	五角形 ($\mu\text{ m}$)	六角形 ($\mu\text{ m}$)
最下流のリング	50	50
最上流のリング	50	52.5
その他	62.5	62.5

表 4.2 Absorber の厚さ

4.8. 蒸発粒子のシミュレーション

Si-ball を用いて生成核種の識別を識別するためには、蒸発粒子として放出される α 粒子と陽子を識別できなくてはならない。この 2 粒子は、Si 中でのエネルギー損失が大きく異なるため、Si 検出器のエネルギー情報からおよそ識別できるはずである。ところが、運動している原子核から放出された蒸発粒子のエネルギーは、ビーム軸に対して角度分布を持つはずである。さらに、Si 検出器前面には角度毎に厚さの異なる Al の absorber (4.7 節参照)が貼られている。これらのことから、それぞれの Si 検出器でどのようなエネルギースペクトルが得られるかは自明でない。そこで、 α 粒子と陽子についてどのようなスペクトルが得られるかシミュレーションで確認した。

プログラムは 4.5 節で示した Doppler shift のシミュレーションのものを応用している。このプログラムのフローチャートを Fig. 4.17 に示した。このプログラムでは、まず重心系で見て等方的に蒸発粒子を放出させ、それを実験室系での運動に変換している。その後、absorber でのエネルギー損失を差引いた上で、Si 検出器中でのエネルギー損失を計算している。ここで、蒸発粒子の放出エネルギー分布には CASCADE の計算結果を用いている。この分布を Fig. 4.18 に示した。Si 検出器では荷電粒子のみ検出できるので、 α 粒子と陽子のみについてシミュレーションを行った。

Fig. 4.19 は、 α 粒子と陽子を一つずつ放出した場合に、ビーム軸からの角度 θ が最も大きい(最後方の)リングにある Si 検出器において観測されるエネルギースペクトルである。Si 検出器の厚さが $170\mu\text{m}$ であることから、 α 粒子は 17.5MeV 、陽子は 4.3MeV で検出器を突き抜けてしまうため、それぞれの粒子がこれらのエネルギーよりも大きく観測されることはない。従って、Si 検出器のエネルギースペクトルにおいて、陽子の最大エネルギーより低い側を陽子、高い側を α 粒子とすることで、およそ粒子識別が出来ると考えられる。ただし、陽子とするエネルギー領域(図中青色の領域)には、 α 粒子も混ざってきてしまう。この領域内の総カウント数に対する、 α 粒子によるカウント数の割合を算出したところ、6.3% となった。全ての角度 θ の Si 検出器についてもこの割合を計算したところ、全て 6~7% の範囲内であった。

以上から、 α 粒子についてはほぼ 100% の純度、陽子については 9 割以上の純度で識別できるはずであることが明らかになった。

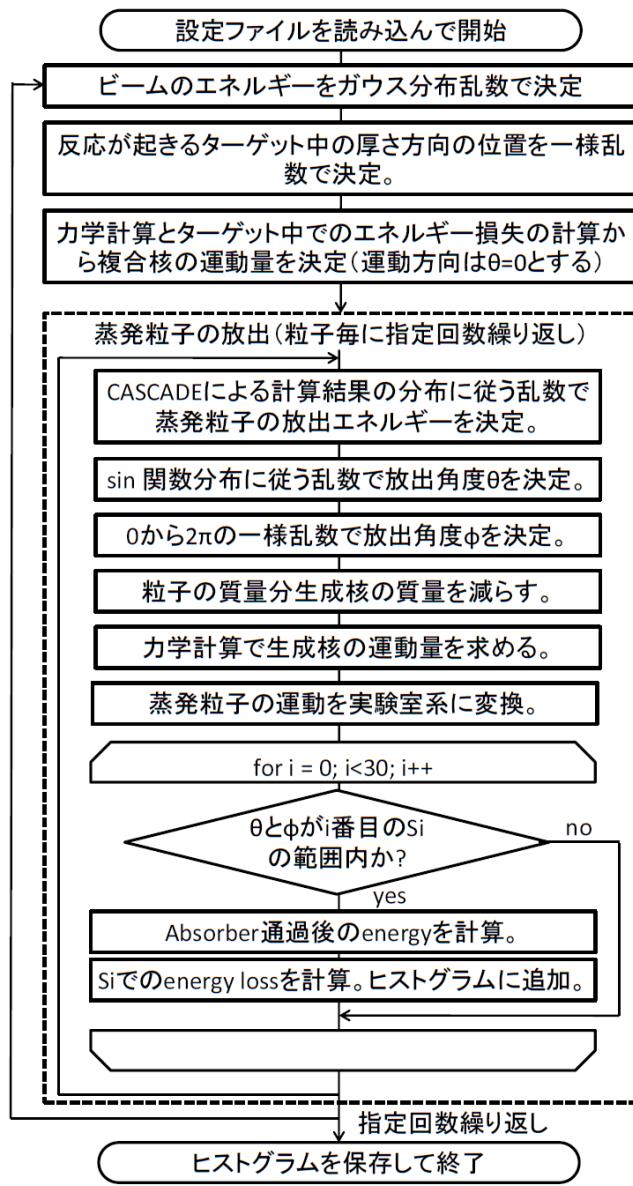


Fig. 4.17 蒸発粒子のシミュレーションプログラムのフローチャート

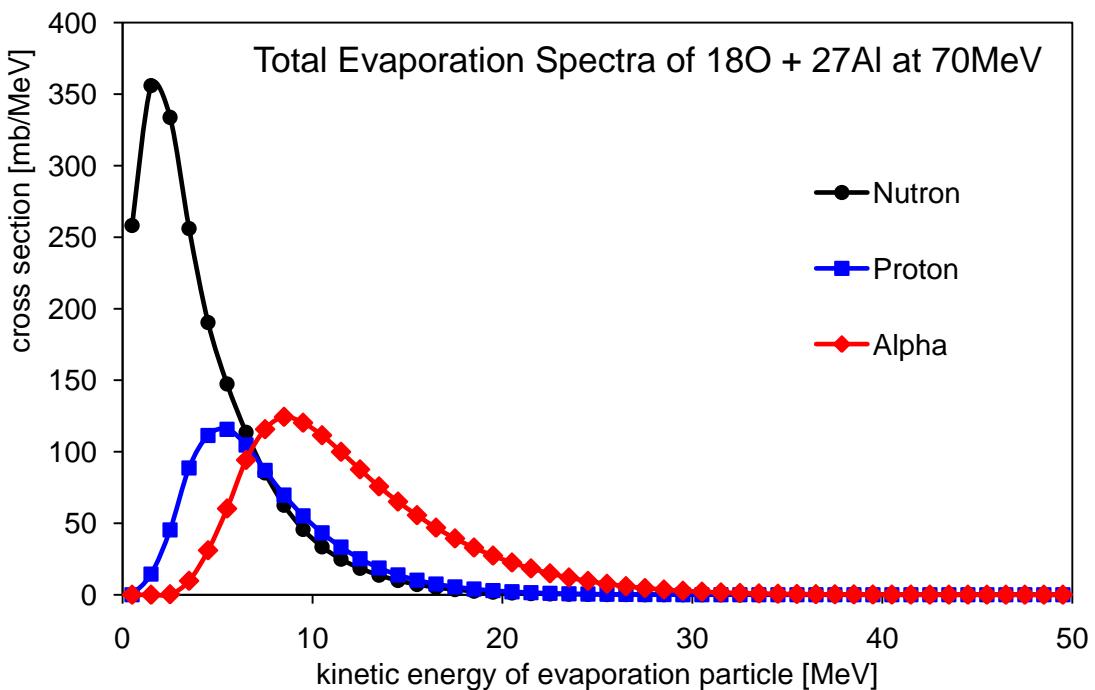


Fig. 4.18 シミュレーションに用いた蒸発粒子のエネルギー分布(CASCADEによる)

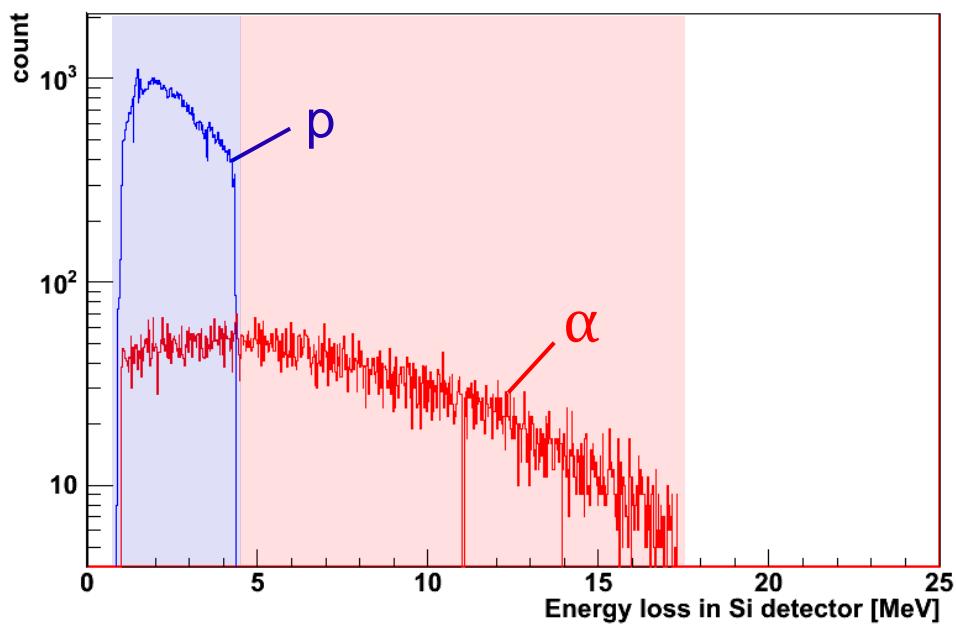


Fig. 4.19 シミュレーションによる、最後方角の Si 検出器のエネルギースペクトル。
 α 粒子は 17.5 MeV、陽子は 4.3 MeV で検出器を突き抜けるため、図中の青色の領域を
 陽子、赤色の領域を α 粒子とすることで識別できる。

5. 実験

5.1. 実験概要

実験は 12 月 24 日 9 時から 12 月 25 日 21 時の間、RCNP にて行った。サイクロotron から供給されたビームは 9.3MeV/u の ^{18}O ビームで、F0 の degrader を通しビームのエネルギーを 4.7MeV/u まで落とし、 ^{27}Al ターゲットと核融合反応をおこした。

5.2. 手順

まず、各 Ge 検出器をターゲットから遠ざけ、コリメータを取り付けた。Ge 検出器の較正および、Si-ball などすべての検出器の動作確認を行った後にビーム調整を開始した。ビーム調整では F0 の degrader を通した後のビームを F2 ターゲットまで輸送できるように、D1、D2 の二つの双極電磁石の値を設定した。その後ターゲット位置まで輸送した ^{18}O ビームと ^{27}Al ターゲットの核融合反応を用いて、Si-ball の各 Si 検出器について gain の調整を行った。

すべての検出器の較正を行った後に測定を開始した。ビーム強度については測定を始めて 7 時間は $5\text{enA}(3.9 \times 10^9\text{pps})$ で、その後ビーム強度を $23\text{enA}(1.8 \times 10^{10}\text{pps})$ まで上げて 2.5 時間測定を行った。

ビームタイムが終了した後、activity 測定および efficiency 測定を行った。

5.3. 回路とトリガー

5.3.1. ビーム調整用回路

ビーム調整用の回路は測定用の回路と全く独立に組んだ。Fig.5. 4 は実際にビーム調整に用いた回路である。本実験では F2USSD については使用しなかった。

PPAC は信号の時間差を用いて位置の検出を行うため、エネルギー情報は取り出さず時間情報のみ取り出した。アノードの信号と xy カソード信号の時間差を TDC により取得した。PPAC のトリガーはアノード信号をトリガーとしている。

SSD については preAmp からでた信号をトリガー用とエネルギー信号用にわけ ADC によりエネルギー情報を取り出している。

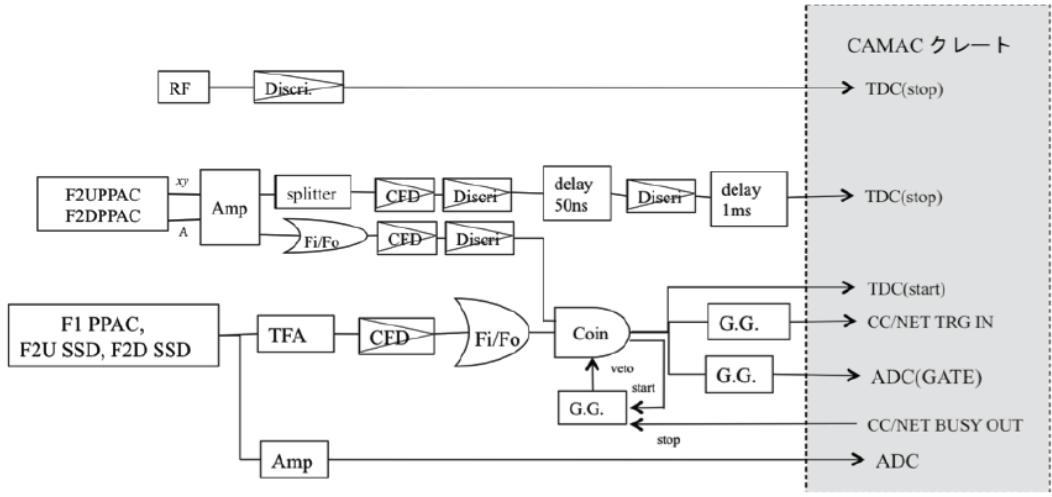


Fig. 5.1 ビーム調整用回路図

5.3.2. 測定用回路

Fig. 5.2 は実際に核融合反応の γ 線測定の際に用いた回路である。まずは Ge 検出器の回路について説明する。Ge 検出器の preAmp からの信号をタイミング信号とエネルギー信号にわけ、さらにタイミング信号をわけトリガー用の信号を作り出している。すべての TDC の start 信号は Ge 検出器のタイミング信号をから作り出している。エネルギー信号は S-Amp により整形した後、ADC に送りデータを取得している。次に BGO についてだが、BGO はトリガーには関わっておらずタイミング信号とエネルギー信号に分けて、タイミング情報とエネルギー情報をそれぞれ TDC、QDC により取り出している。Si-ball は Amp を通した後の信号をタイミング用とエネルギー用にわけ、それぞれ TDC と QDC に送られる。

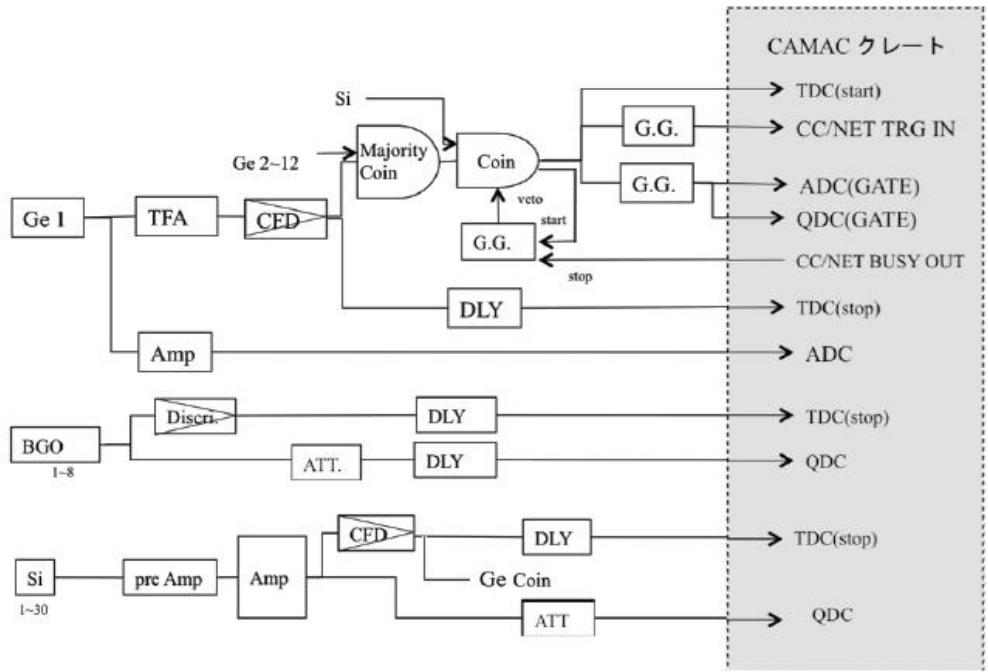


Fig. 5.2 測定用回路図

本実験のトリガーについてだが、測定開始後 7 時間は Si and γ -single がトリガーとなっている。トリガーに Si を加えることで自然放射線によるバックグラウンドを大幅に落とすことができる。その後の 2.5 時間はトリガーを γ - γ に変更して測定を行った。トリガーを変更する際ビーム強度も大幅に増やした。

5.4. ビーム調整

5.4.1. PPAC を用いた D1、D2 の $B\rho$ 値の設定

F0 を通過したビームは D1、D2 の二つの双極電磁石によって分離される。ビームを F2 のターゲット位置まで輸送するために 2 つの双極電磁石の $B\rho$ 値を設定する必要がある。 B と ρ はそれぞれ双極電磁石による磁場と曲率半径を表している。ビームの価数を q 、ビームの運動量を p とすると $B\rho$ 値は以下の式で表される。

$$B\rho = \frac{p}{q} \quad (1)$$

この $B\rho$ 値は粒子の価数と運動量によっているため、価数と質量数の違いによりビームに不純物混じっていた場合でもそれを分離することができる。さらに D1 の後にあるスリットを狭めることで位置の広がりだけでなく、運動量の広がりも小さくすることができる。

実際に D1、D2 について $B\rho$ 値を決定するために F1 および F2 に設置された PPAC を用いる。PPAC によりビームの像を観測することができるため、 $B\rho$ 値を変えながら $^{18}\text{O}^{8+}$ ビームが PPAC の中心にあたるような $B\rho$ 値を探す。これを D1、D2 について行う。さらにこのように決定された $B\rho$ 値からビームのエネルギーを求めることが可能である。

5.4.2. F2DSSD の energy calibration

F2DSSD の energy calibration を行うため、degrader を通す前後の ^{18}O ビームを F2DSSD で測定した(Fig. 5.3 参照)。F2PPAC を用いてビームが中心に来るよう D2 の磁場を合わせ、その $B\rho$ からそれぞれのエネルギーを求めた。これを用い calibration を行った結果、 $E = 0.03517 \pm 3 \times 10^{-6} \times ch + 31.44 \pm 0.010$ が得られた(Fig. 5.4 参照)。

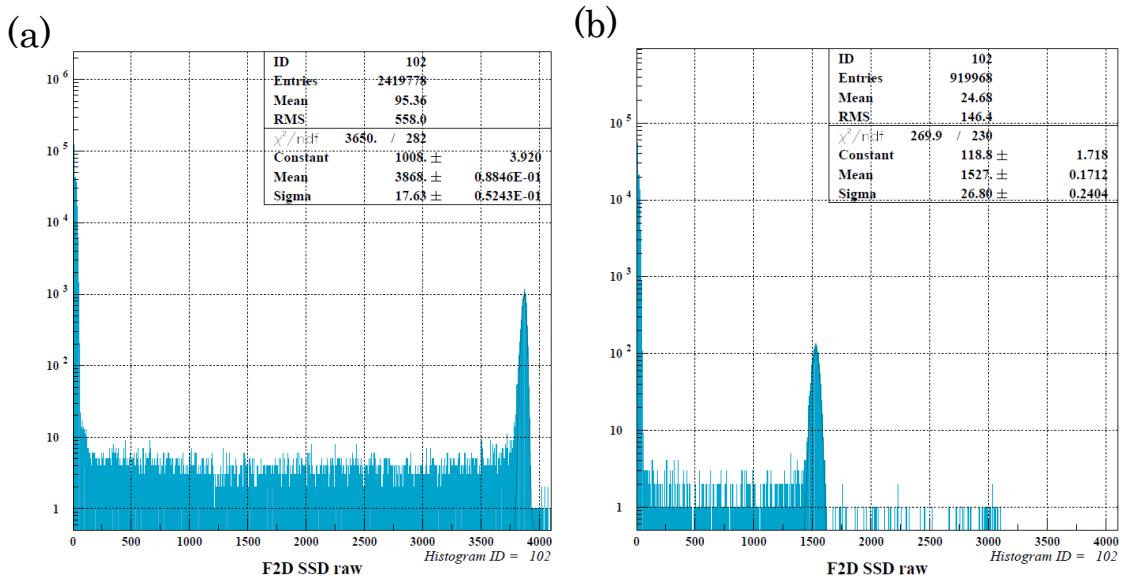


Fig. 5.3 SSD の Calibration に用いた ^{18}O ビームのスペクトル。(a)degrader なし。
(b)120 μm の Al degrader あり。

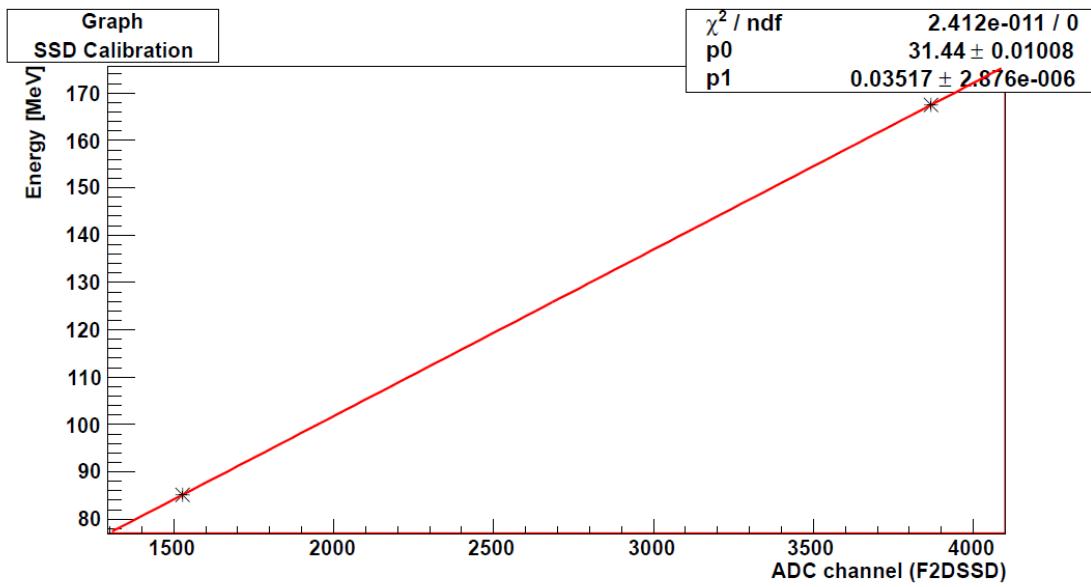


Fig. 5.4 SSD の Calibration

5.4.3. SSD を用いたビームのエネルギー分布の測定

サイクロトロンから供給されたビームのエネルギーの広がりは非常に小さいが、degrader を通すことでエネルギーの広がりは大きくなってしまう。ビームのエネルギーの広がりは様々な問題を引き起こす場合がある。そのためこの広がりを小さくする必要がある。このエネルギーの広がりは F1 のスリットを調整することによってある程度小さくすることが可能である。しかし、スリットを閉じることによりターゲット位置でのビーム強度も小さくなってしまうためスリット幅をうまく調節する必要がある。そこで F2 に設置されている Si 検出器を用いてビームのエネルギーの広がりを測定し最適なスリット幅を決定した。

表 5.1 は F1 の slit 幅を変えていったときのビームの広がりを表したものである。slit を閉じていくとビームの広がりも小さくなっていくのがわかる。

F1 slit 幅(mm)	σ (%)
30	1.56
10	1.29
5	1.18

表 5.1 F1slit の幅を変えていったときのビームの広がり

F1 の slit 幅が 5mm 以下では slit 幅が 5mm のときと比べビームの広がりはほとんど変化せずビーム強度だけが落ちた。そのため slit 幅は 5mm が最適だとし F1 の slit 幅を 5mm に決めた。Fig.5.2 は slit 幅 5mm としたときの SSD のエネルギースペクトルである。ビームの中心値は 85.3MeV でこの値は双極電磁石の $B\rho$ 値から求めたビームのエネルギーとほぼ一致した。

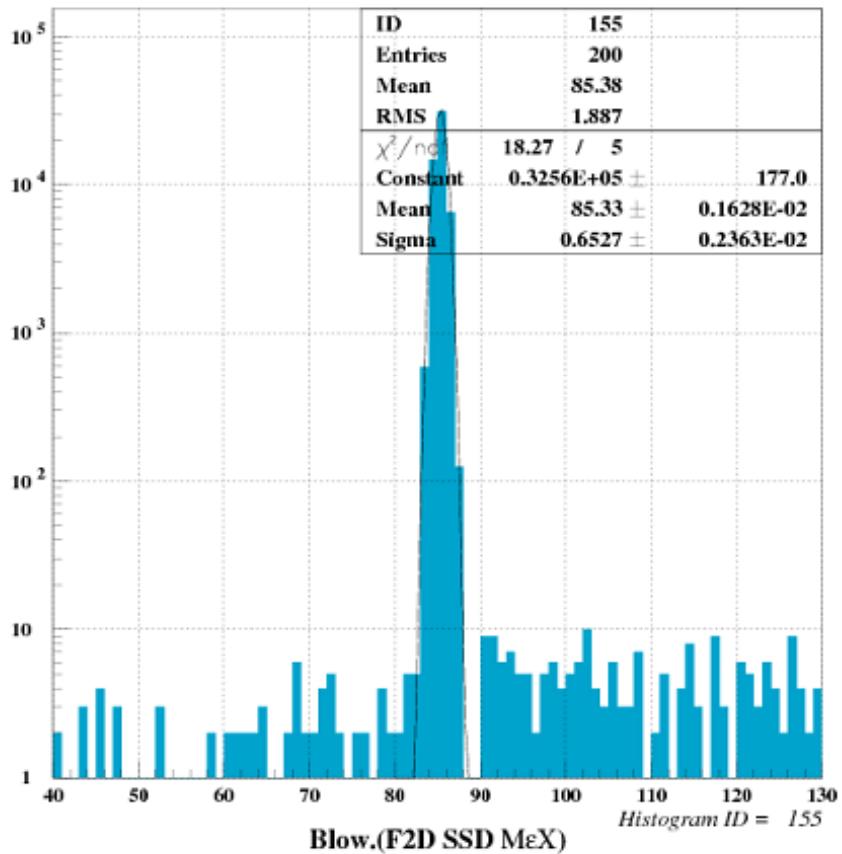


Fig. 5.5 F1slit 幅 5mm のときの SSD エネルギースペクトル

5.4.4. F2 U/DPPAC を用いたターゲット位置でのビームの収束

本実験では F0 に 120 μm の Al という比較的厚い degrader を設置しているため、ビームの広がりが大きくなってしまう。ビームの広がりが大きくなると、ターゲットに十分にビームが当たらないなど様々な問題を引き起こす。そのビームを収束させるために、

ビームラインに設置された四重極電磁石と六重極電磁石を用いる。ターゲット位置でのビーム像を観測しつつ、最もビームが収束する磁場の値を探していく。

ターゲット位置でのビームの像の観測方法については、F2に設置された2つのPPACを用いてビームの軌跡を追うことによりターゲット位置でのビームの像を推測した。

Fig. 5.6 が磁場の調整後に実際に観測されたターゲット位置でのビームの像である。青の円はターゲットの大きさ $\Phi 22$ を示したものである。この時、ターゲットに当たっているビームはビーム全体の 66% であった。しかし、この値は PPAC による散乱の効果を含めておらず、実際に測定を開始するときには PPAC は用いないため Fig. 5.6 で示した像よりも数十%程度小さくなることが予測される。

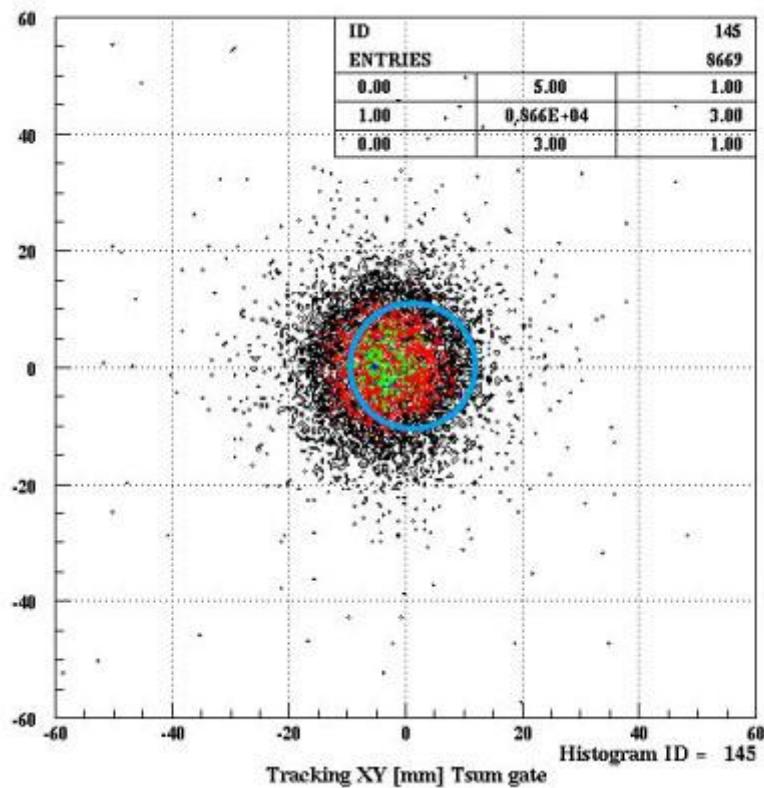


Fig. 5.6 ターゲット位置でのビームの像

5.5. Si-ball の gain 合わせ

実験の準備段階で ^{241}Am 線源を gain 調整は行っている。しかしそれは正確でなく、実際に核融合反応を用いて QDC で得られるスペクトルを見て調整する必要がある。今回、ビーム調整をすべて終えた後で Si-ball の gain の最終調整を行った。

6. 解析手法

6.1. Ge 検出器の energy calibration

Energy calibration には実験の最初に ^{152}Eu 線源を用いて測定したデータを用いた。最初に 1 次式でフィッティングを行い、それによって得られた値と reference の値との差をとった。以下にそれぞれの結果の一例を示す (Fig. 6.1)。

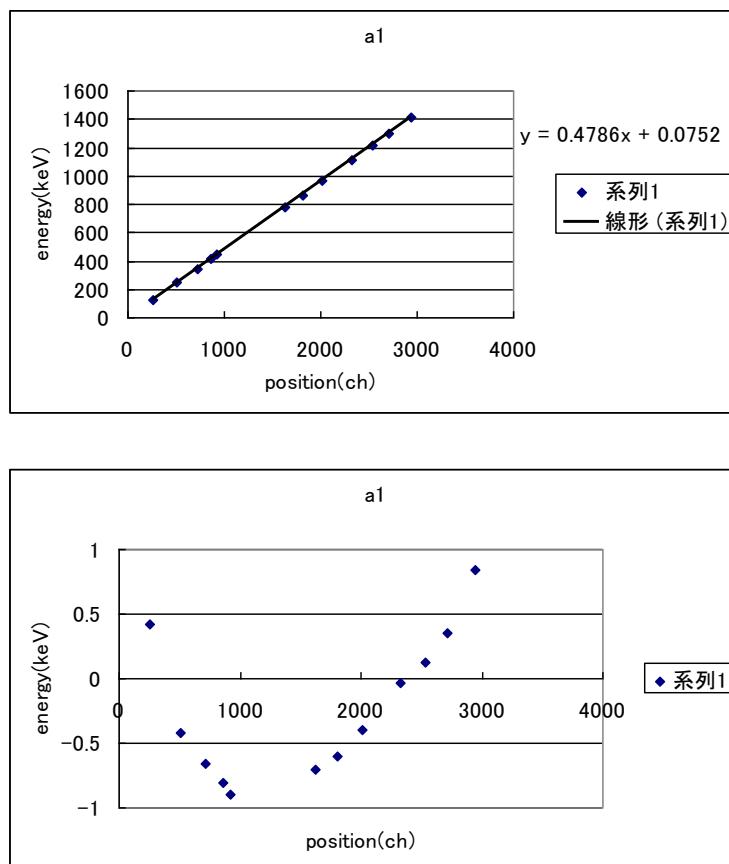


Fig. 6.1 ch とエネルギーの関係（上）および reference 値との差と ch の関係（下）

そこで下図 (Fig. 6.2) に示すように、Group1 と Group2 に分けて 2 本の 1 次式でフィッティングを行った。さらに強度が小さい且つ直線から比較的ずれているものを除いて再びフィッティングをおこなった。

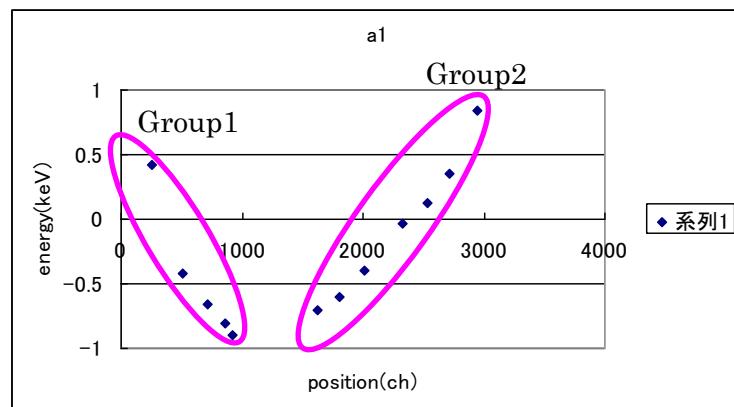


Fig. 6.2 フィッティングのグループ分け

それぞれの Group でのフィッティングの結果は以下のようになった。

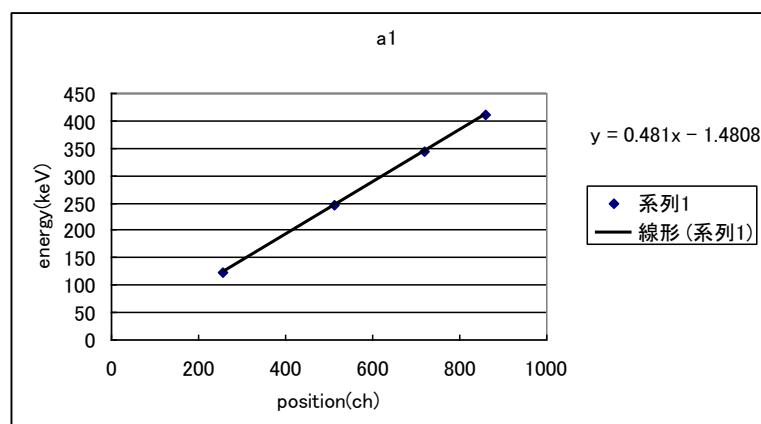


Fig. 6.3 Group1 の結果

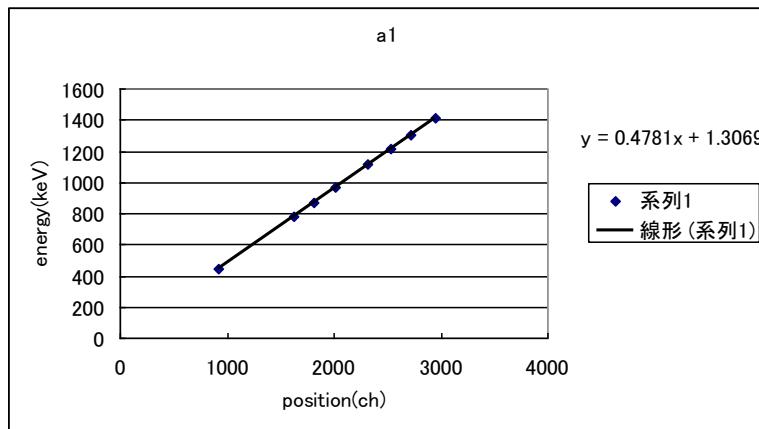


Fig. 6.4 Group2 の結果

これらの式を用いて得られた値と reference の値との差をとったところ以下のようになった。

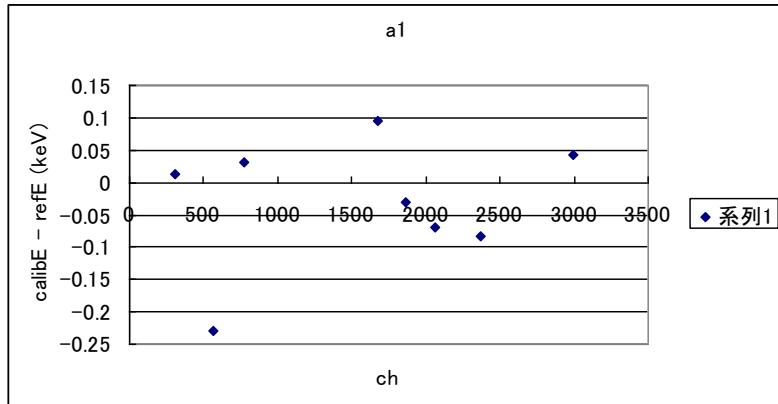


Fig. 6.5 reference 値との差

上のグラフからわかるようにほとんどが $\pm 0.1\text{keV}$ の範囲内に入ったので、Energy calibration にはこれらの式を用いることにした。

他の検出器についても同じような傾向が見られたので、同様の方法で Energy calibration をおこなった(付録に全ての検出器の Energy calibration の結果を載せる)。

6.2. Ge 検出器の efficiency

ビームタイム終了後 ^{152}Eu 線源を用いて Ge 検出器の検出効率測定を行った。Fig. 6.6 はすべての Ge 検出器を足しあわせた後のエネルギーと検出効率の関係のグラフである。検出効率は経験的にエネルギーの幕乗の関数となることが知られている。つまり、エネルギーと検出効率をログスケールにすることで直線になるはずである。Fig. 6.6 を見てみると、明らかに直線になっていないことがわかる。低エネルギー側では検出効率が小さくなっている、高エネルギーでは検出効率が大きくなっていると考えられる。

まず、低エネルギー側で検出効率が小さくなるのは低エネルギーの γ 線は物質中での透過力が小さく、Ge の結晶に γ 線が入る前に検出器の窓で止まってしまうためであると考えられる。

高エネルギー側で検出効率が大きくなっているのは、コリメータが原因であると考えられる。コリメータの厚さは鉛の 4cm(44g/cm^2)で、1000KeV の γ 線が 6%程度透過するのに対し、500KeV の γ 線は 0.1%程度しか透過しない。そのため、高エネルギー側ではコリメータを透過する γ 線の分だけ多くカウントされてしまうために、検出効率が大きくなっていると考えられる。

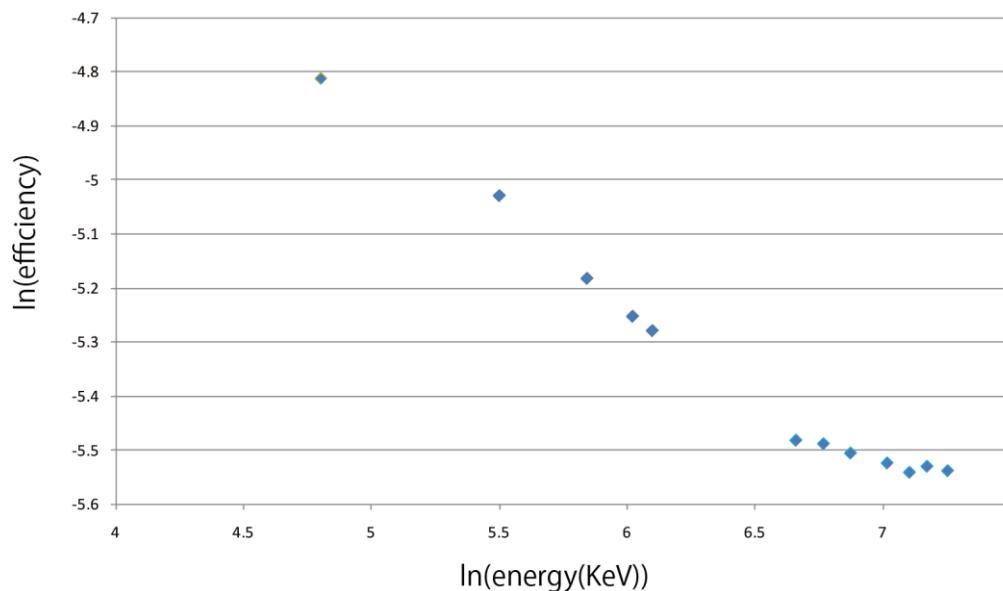


Fig. 6.6 Ge 検出器の検出効率

6.3. Si-ball の energy calibration

gain 合わせのために ^{241}Am 線源を用いて測定したデータがあったので、ペデスタルのピークを零点として、 ^{241}Am から放出される約 5.5MeV の α 粒子を検出することにより得られるピークの 2 点で Energy calibration をおこなった。以下の図 (Fig. 6.7) は 30 個ある Si 検出器のうちのひとつの例である。

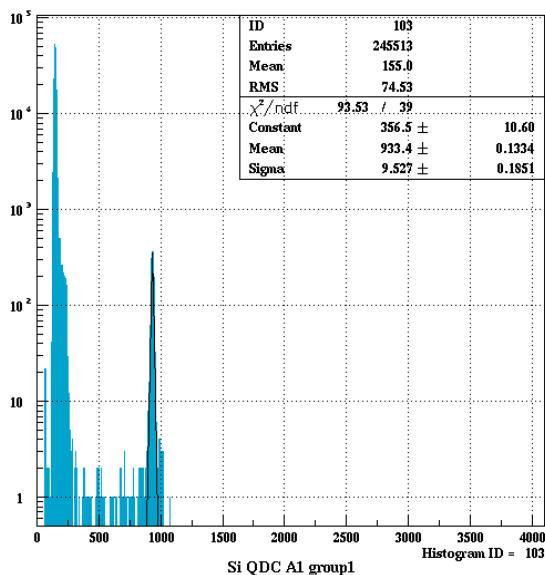


Fig. 6.7 A1 Si QDC スペクトル

次に同じ条件 (Attenuator なし) で ^{124}Sn と ^{18}O beam を用いて測定したときのグラフ(データなし)と、得られた較正式から $p \cdot \alpha$ それぞれが Si 検出器をちょうど突き抜けるときのエネルギーを計算し、SRIM を用いてそれぞれの range を計算したところ p では約 $185 \mu\text{m}$ 、 α では約 $250 \mu\text{m}$ となり大きく異なってしまった。また文献[1]に載っている値($170 \mu\text{m}$)よりもかなり大きくなってしまった。

そこで Si の厚さが $170 \mu\text{m}$ であるとして Energy calibration を行うこととした。

Target 中心と各 Si 検出器の関係はおよそ右図 (Fig.6.7) のようになっているので、荷電蒸発粒子が Si 検出器に斜めに入

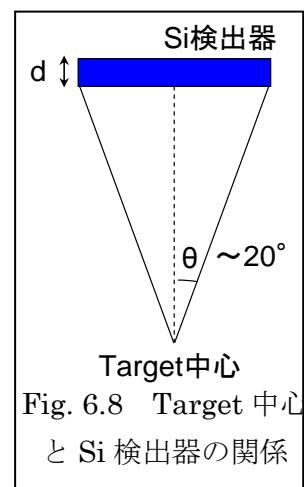


Fig. 6.8 Target 中心
と Si 検出器の関係

射した場合を考慮するために、

$$d' = \frac{d}{\cos \theta}$$

(
d'は荷電蒸粒子が Si 検出器内で通過した距離
)

d は Si 検出器の厚さ

において $0^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$ で積分を行ってその平均をとった。その結果約 $180 \mu m$ (およそ 5%増し)となったので、この値と SRIM を用いて $p \cdot \alpha$ が Si 検出器をちょうど突き抜けるときのエネルギーを計算した。以下はその結果である（表 6.1）。

荷電粒子	energy(keV)
p	4500
α	17900

表 6.1 Si に対して range が約 $180 \mu m$ となるときの荷電粒子のエネルギー

Attenuator1/2を入れた状態で ^{124}Sn と ^{18}O beam を用いて測定したときのデータは残っていたので、上の表の結果とそのときのデータを用いて Energy calibration を行った。前方にある Si 検出器ではペデスタルを零点として $p \cdot \alpha$ が Si 検出器をちょうど貫通するエネルギーの 3 点で、後方にある Si 検出器では α のカウント数が少なかったのでペデスタルを零点として p が Si 検出器を貫通するエネルギーの 2 点で Energy calibration を行った。以下に前方・後方それぞれの Si 検出器から得られたスペクトルおよび較正式の一例を示す(付録に全ての結果を載せる)

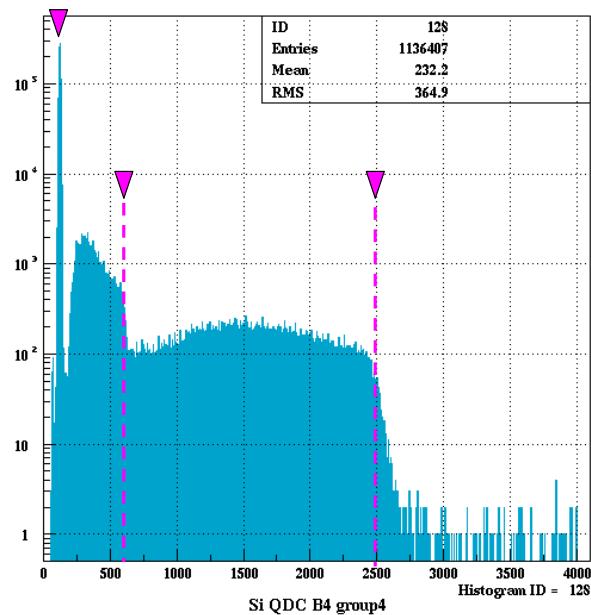


Fig. 6.9 前方にある Si 検出器の QDC スペクトル

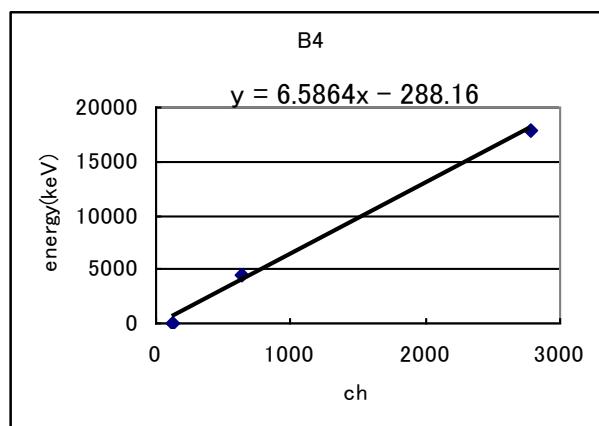


Fig. 6.10 前方にある Si 検出器のエネルギー較正

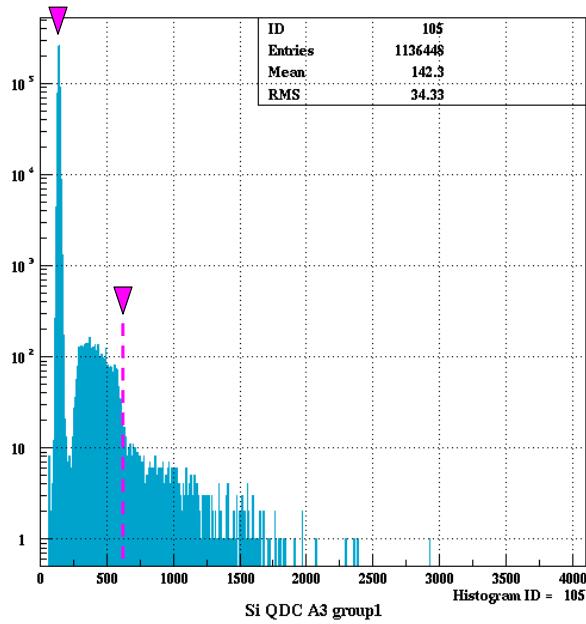


Fig. 6.11 後方にある Si 検出器の QDC スペクトル

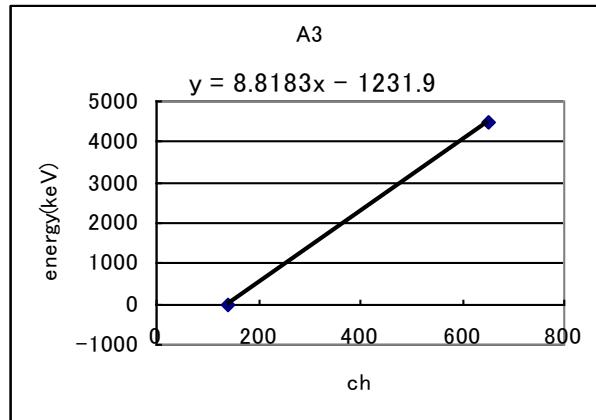


Fig. 6.12 後方にある Si 検出器のエネルギー較正

6.4. TDC calibration

TDC module は、start 信号(trigger)が入力されてから、適当な delay を通った各検出器からの信号が入力されるまでの時間に比例する数値を出力する。従って、この数値に対応する実際の時間を求めておく必要がある。

この実験では、TDC として、Si-ball の Si 検出器 8 台分については REPIC 社の 8ch TDC RPC-0061 を用い、残りは全て PHILLIPS 社の 16ch TDC 7186 を用いた。これら使用した TDC の全ての channel に、time calibrator を用いて周期 80nsec のパルス信号を入力して測定し、時間スケールの calibration を行った。この際得られたスペクトルの例を Fig. 6.13 に示した。このスペクトルのピーク間隔を 80nsec とすることで、TDC の gain (TDC スペクトルの横軸)を求めた。その結果、表 6.2 に示された gain を得た。

TDC module	Gain [nsec/channel]
PHILLIPS TDC 7186	0.200
RPC-0061	0.126

表 6.2 TDC calibration の結果

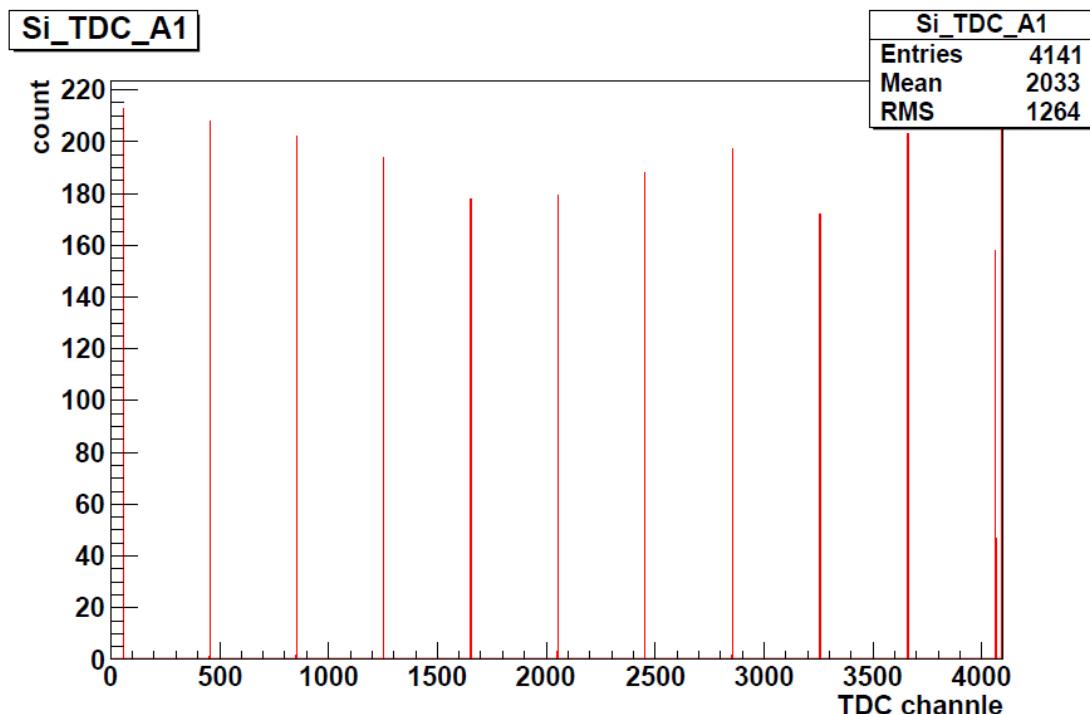


Fig. 6.13 Si-ball (slotA1)に使用した TDC の calibration 用スペクトル。入力は time calibrator からの周期 80nsec のパルス信号。

6.5. Ge 検出器同士のタイミング合わせ

Fig. 6.14 はすべての Ge 検出器の TDC の時間差スペクトルの合計である。各 Ge 検出器のタイミング信号はケーブルの長さの違いなどによりずれが生じてしまうため、ここからそのずれを補正する必要がある。Fig. 6.15 は各 Ge 検出器のタイミング信号のずれを補正した後の時間差スペクトルである。

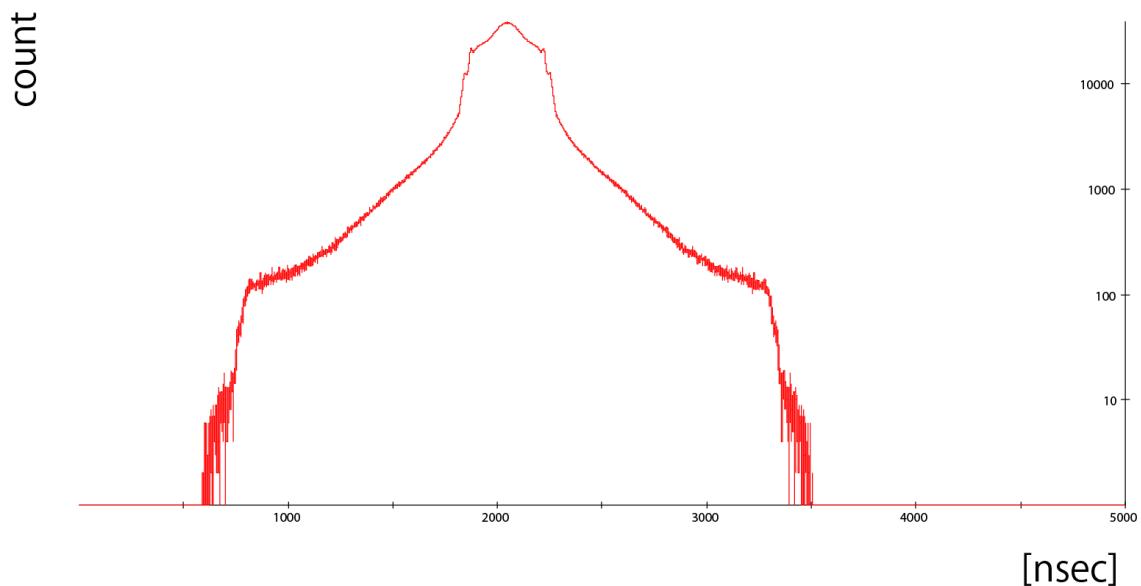


Fig. 6.14 Ge 検出器時間差スペクトル

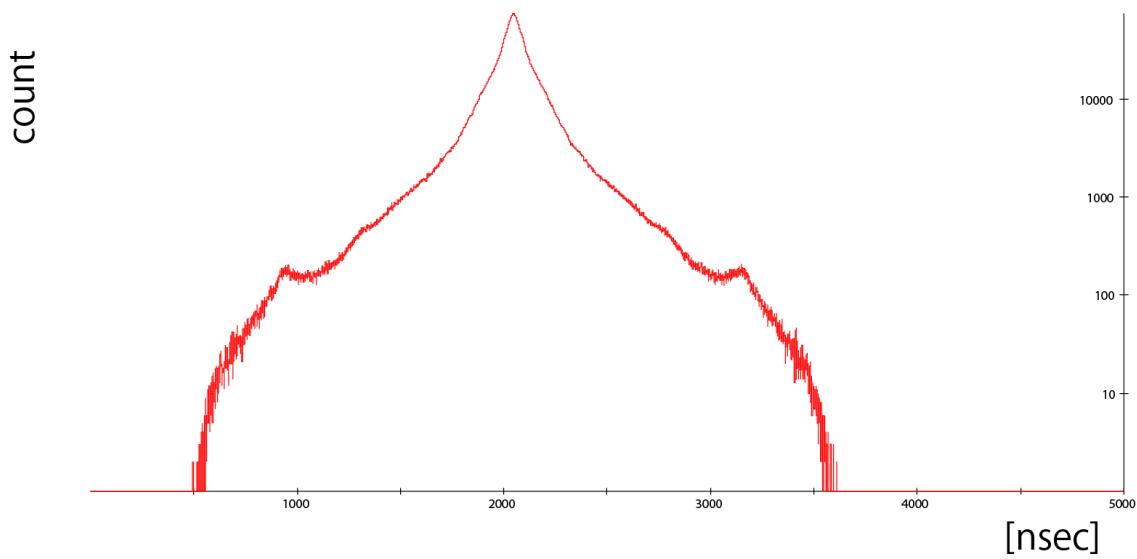


Fig. 6.15 Ge 検出器時間差スペクトル(補正後)

6.6. Ge 検出器と Si-ball のタイミング合わせ

Ge 検出器と同様に Si-ball についてもタイミングの調整をする必要がある。Fig. 6.16 は Si-ball と Ge 検出器の時間差スペクトルでタイミングの調整はまだ行っていない。

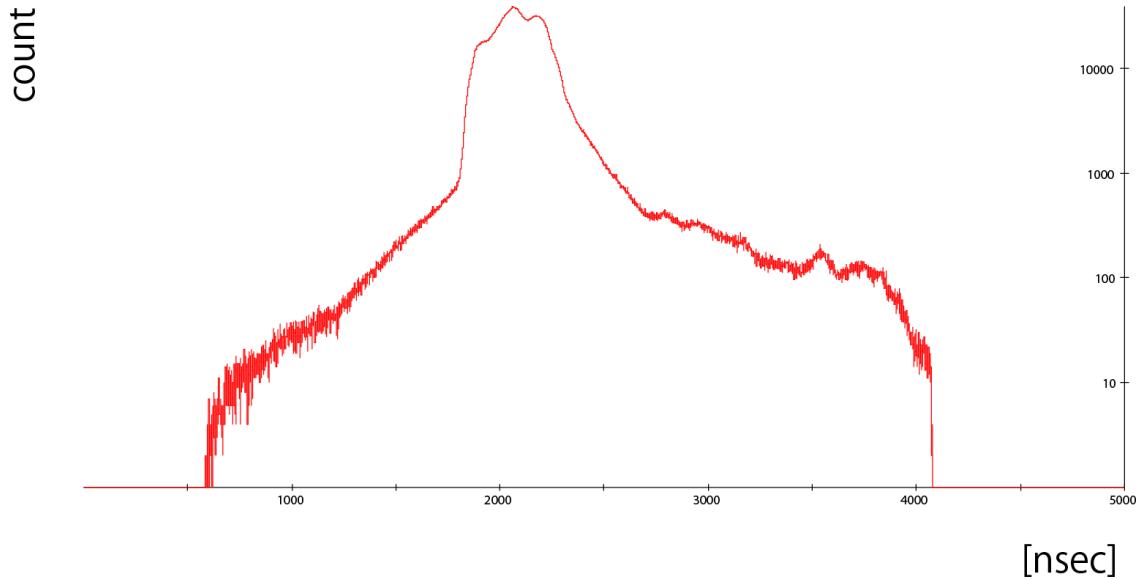


Fig. 6.16 Si-ball と Ge 検出器の時間差スペクトル

Ge 検出器および Si-ball のそれぞれの Si 検出器のタイミングの調整を行った後のスペクトルが Fig. 6.17 である。Fig. 6.17 でのピークの部分が Ge 検出器と Si-ball が同時に検出したという部分である。このピークより右側の部分は蒸発粒子の検出より γ 線の検出の方が早かったという部分である。左側の部分は蒸発粒子の検出より遅れて γ 線が検出されたというイベントの部分である。

蒸発粒子が検出される前に γ 線が検出されるということはありえないなので、右側の領域の γ 線はほぼアクシデンタルな γ 線ということになる。つまり自然放射線などが偶然核融合反応由来の蒸発粒子と同時に検出されたということである。この領域で一定間隔ごとにピークが見られるが、この感覚は 150nsec となっておりこれはビームの周期と等しい。これはビームが出ているときに、蒸発粒子が多く出るためその周期に同期してアクシデンタルな γ 線が検出されるためである。

一方、 γ 崩壊が長い寿命を持っていた場合、蒸発粒子から遅れて γ 線が検出されるため、左側の γ 線は核融合反応由来である可能性がある。

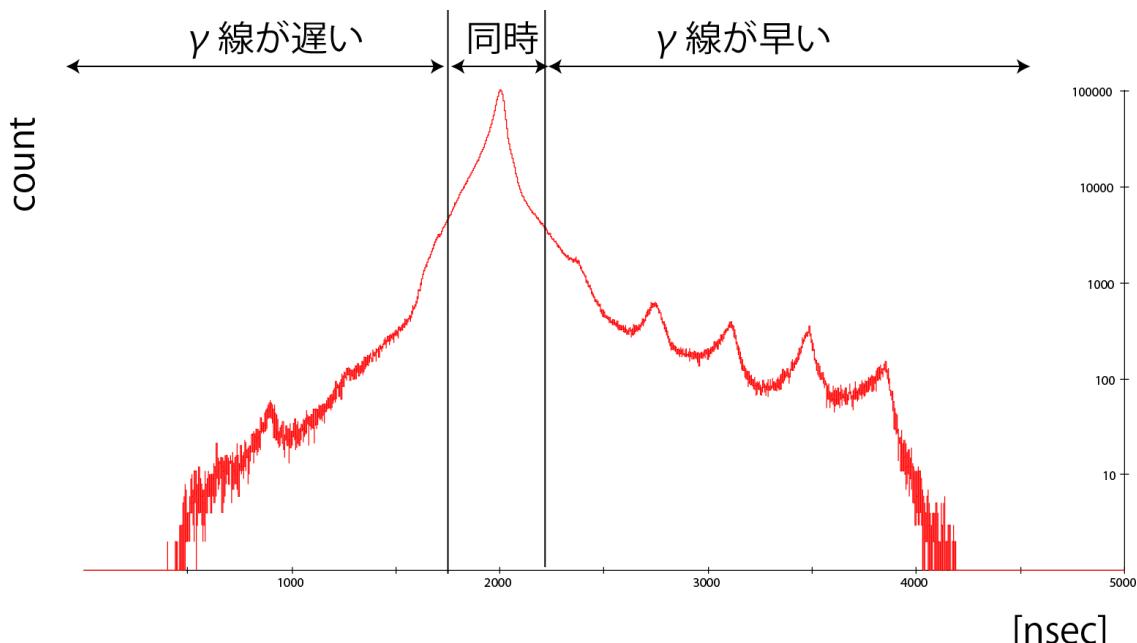


Fig. 6.17 Si-ball と Ge 検出器の時間差スペクトル(調整後)

6.7. Si-ball の efficiency

Si-ball は立体角のほぼ 90%を覆っているため、陽子や α 粒子といった荷電粒子の検出効率が非常に高い。実験で用いるビームとターゲットの組みあわせにもよるが、陽子で 80%、 α 粒子で 60%程度である。そこで本実験での Si-ball の検出効率を、 γ 線の数を数えることにより求めた。

具体的な検出効率の計算方法として、複合核から陽子を一つ放出するチャンネルを選び、その原子核が放出する γ 線の数を Si-ball でゲートをかけていないものとかけたもので比較する。

以上のような計算方法で得られた Si-ball の検出効率は、陽子で 39%、 α 粒子で 29% であった。今回の実験では本来の検出効率に比べ、低くなってしまった。Fig6. 6 は Si-ball のある一枚の Si 検出器についての TDC のスペクトルである。Si の QDC のスペクトルを用いて蒸発粒子の粒子識別を行ったが、QDC のスペクトルでは QDC 由来であると思われるノイズがひどく TDC でゲートをかけなければそれらのノイズを落とすことはできなかった。しかし、TDC のスペクトルを見ると明らかに左側にはみ出てしまっていることがわかる。

今回の実験では Ge 検出器のタイミング信号を用いて TDC の start 信号を作り出している。Ge 検出器はそれぞれケーブルの長さによりタイミングが異なっているため start 信号がどの Ge 検出器で作られたかによって Si-ball と Ge 検出器が同時に検出されたというタイミングが異なってくる。今回、比較的信号が早い Ge 検出器で Si-ball タイミングを調整したため、遅い Ge 検出器で TDC の start 信号が作られた場合 Si-ball のタイミング信号の delay が足らず、TDC の start 信号と stop 信号が逆転してしまうということが起こった。そのため、Si-ball の検出効率が低くなってしまったと考えられる。

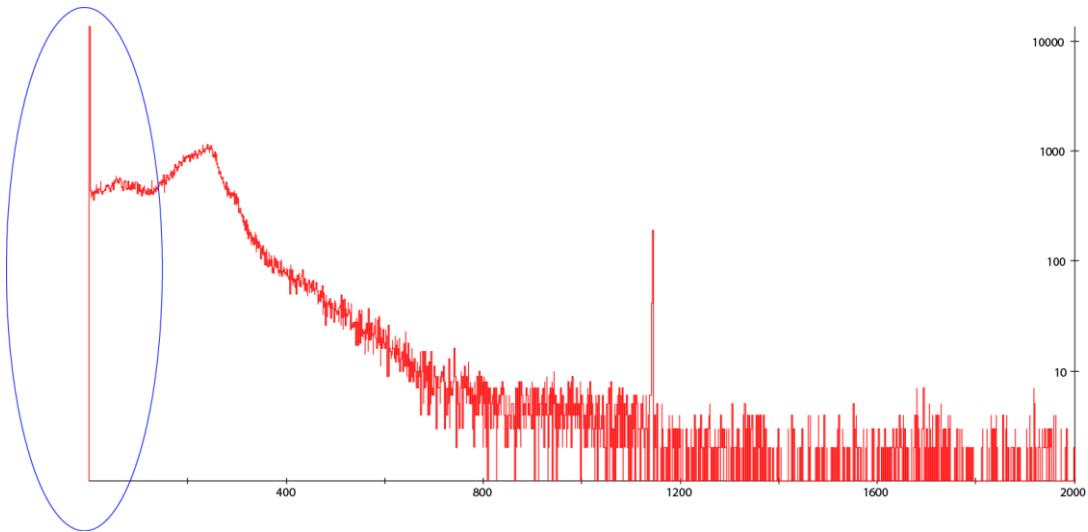


Fig. 6.18 Si 検出器の TDC スペクトル

6.8. BGO 検出器による anti-Compton

BGO 検出器による anti-Compton を行う際、出来るだけピークの統計を落とすことなくバックグラウンドを落とせるよう、条件を決める必要がある。今回の実験では、BGO 検出器の時間情報とエネルギー情報をそれぞれ TDC と QDC で測定している。これらのスペクトルの例を Fig. 6.19 に示す。

QDC スペクトル(Fig. 6.19 (b))の低エネルギー部分に見られるピークは、ノイズによるものと考えられる。このピーク部分とピークより高エネルギー側の部分それぞれについて、gate をかけた Ge 検出器のエネルギースペクトルを Fig. 6.20 に、示した。この図の(b)は、QDC のピーク部分に gate をかけたときの Ge 検出器のエネルギースペクトルであるが、スペクトル中に多数の γ 線によるピークが見えている。よって、確かにこの部分は、Compton 散乱していない event を含むノイズ部分であると考えられる。一方(a)のスペクトルは、電子の対消滅による 511keV の γ 線を除いてほぼバックグラウンドから成っている。よって、QDC については Fig. 6.20 (a)のスペクトルの gate 範囲で anti-Compton を行うのが良いと考えられる。しかし、ノイズと思われるピーク部分のエネルギー領域にも Compton 散乱による event が含まれる可能性があるため、QDC だけで anti-Compton を行うのは不十分である。

次に、Fig. 6.19 の (a)に示した TDC スペクトルであるが、分布がスペクトル全体に広がっており、本来の信号はこのスペクトル範囲の前後にも分布しているように見える。

つまり、TDC で測定した時間範囲が足りていない可能性がある。そこで、TDC または QDC の少なくとも一方が gate 範囲に入った場合をカウントしないという方法で anti-Compton を行うことで、TDC と QDC 互いに補うことが出来ると考えられる。また、TDC についても QDC と同様の経緯でスペクトル左端の細いピーク部分については除いている。

Fig. 6.21 は、anti-Compton を行った Ge 検出器のエネルギースペクトルである。元のスペクトル(黒線)に比べ、BGO の TDC で anti-Compton を行った場合(赤線)では Compton 散乱によるバックグラウンドが低減していることが分かる。さらに、TDC と QDC を両方用いた場合(青線)により低減していることも分かる。この 2 通りの anti-Compton について、その効果をグラフにしたもののが Fig. 6.22 である。TDC に加え、QDC も用いた場合、バックグラウンドの低減率が 65%から 50%に改善したことから逆に、BGO の TDC において 3 分の 1 近い取りこぼしがあったものと考えられる。

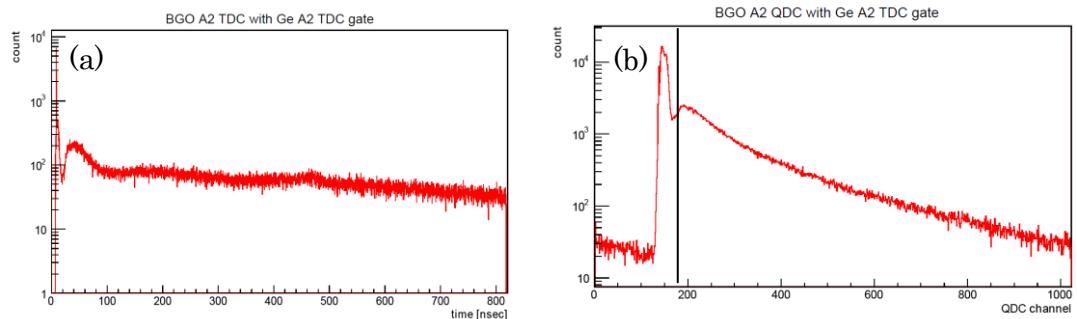


Fig. 6.19 (a)BGO 検出器の TDC スペクトル。(b)BGO 検出器の QDC スペクトル。どちらも Ge 検出器の TDC で gate をかけている。(b)の縦線のエネルギーで分割して gate をかけたものが Fig. 6.20 である。

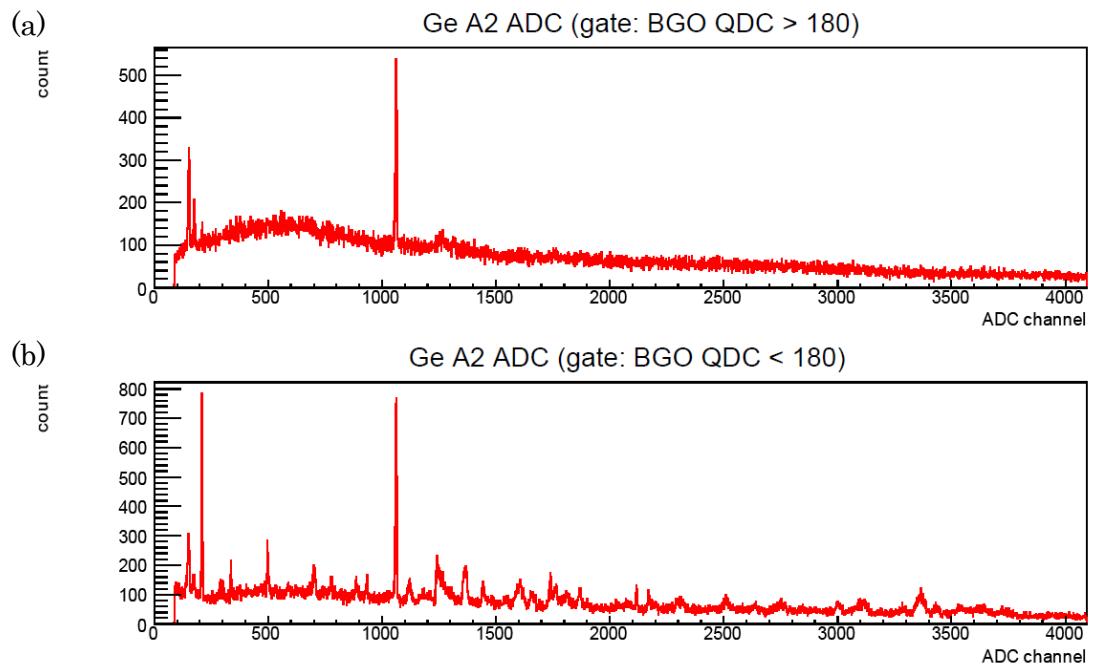


Fig. 6.20 Ge 検出器 A2 のエネルギースペクトル。(a) BGO の QDC スペクトルに見られる低エネルギー側のピークより高エネルギーの部分に gate をかけたもの。 (b) ピーク部分に gate をかけたもの。

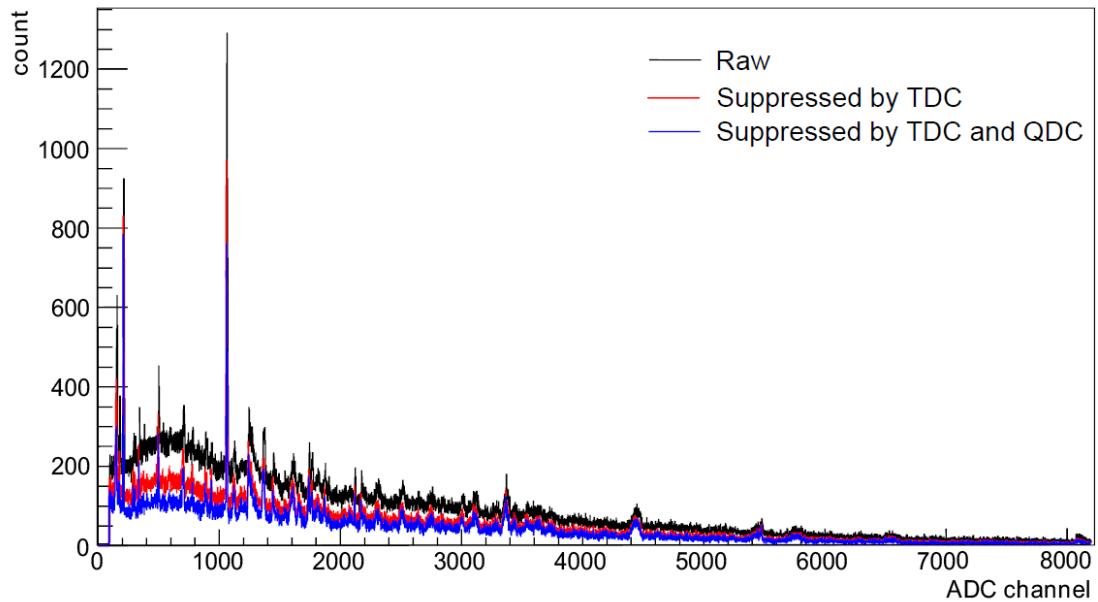


Fig. 6.21 anti-Compton を行う前後の Ge 検出器(slotA2)の ADC スペクトル。黒線が前、赤線が BGO の TDC のみで行ったもの、青線が BGO の TDC と QDC を用いておこなったもの。

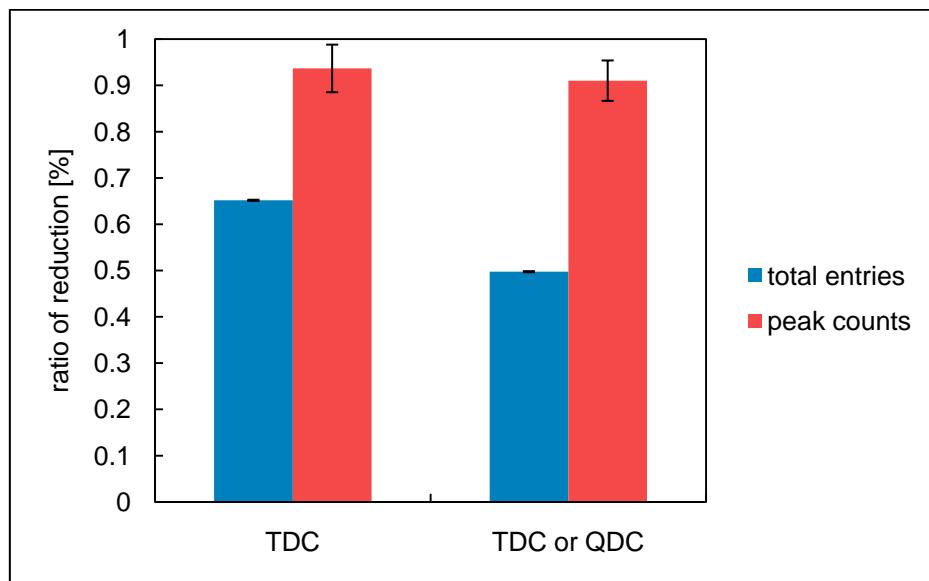


Fig. 6.22 anti-Compton によるバックグラウンド低減の効果の比較。TDCのみの場合と、TDC と QDC 両方を使った場合について、 γ 線スペクトルの全カウント数とピーク部分のカウント数の減少率をグラフにしたもの。

7. 結果

7.1. γ 線測定システムの評価

7.1.1. anti-Compton

BGO 検出器による anti-Compton の効果を Fig. 7.1 に示す。BGO 検出器の付いている 8 か所の slot について、スペクトル全体のカウント数とピーク部分のカウント数の低減率をそれぞれグラフにした。この際用いたデータは、 γ - γ trigger の測定であり、ピークとしては ^{38}Ar の 2168keV の γ 線を使用した。TDC と QDC を両方用いた anti-Compton により、全体で 60%にバックグラウンドを落とすことが出来た。この時ピーク部分の減少は 95%に抑えられている。

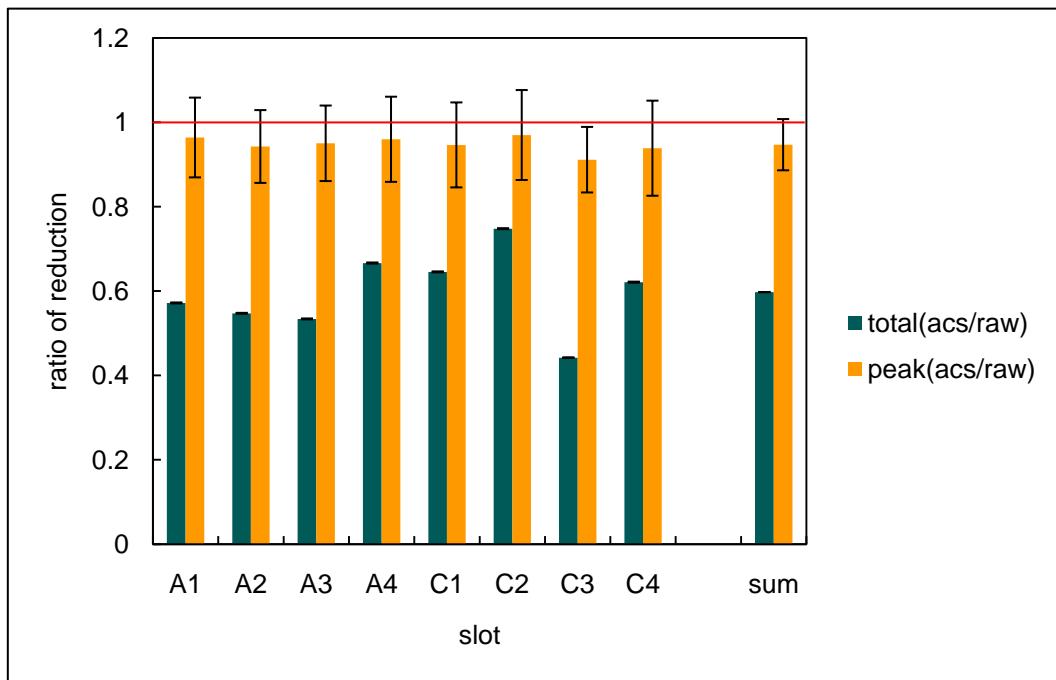


Fig. 7.1 anti-Compton の結果。全カウント数と peak 部分のカウント数のそれぞれについて、anti-Compton を行う前後の比をグラフにしたもの。slotC2 の低減率があまり良くないが、これは、この slot に用いた BGO において 10 本中 4 本の光電子増倍管が故障していたことによると考えられる。

7.1.2. Si-ball による S/N 向上

Si-ball を用いた S/N の改善について説明する。Si-ball が検出できるのは荷電蒸発粒子なので、Si-ball が検出するのはほぼ核融合反応由来の粒子である。その Si-ball でゲートをかけることによって、核融合反応由来の γ 線を取り出すことができる。

次にどのようにゲートをかけたかについて説明する。Fig. 7.2 は Si-ball の TDC と Ge 検出器の TDC の時間差スペクトルである。破線の部分が Si-ball と Ge 検出器が同時に検出されたという部分である。しかし、その部分から -130~+50nsec の範囲にゲートをかけた。

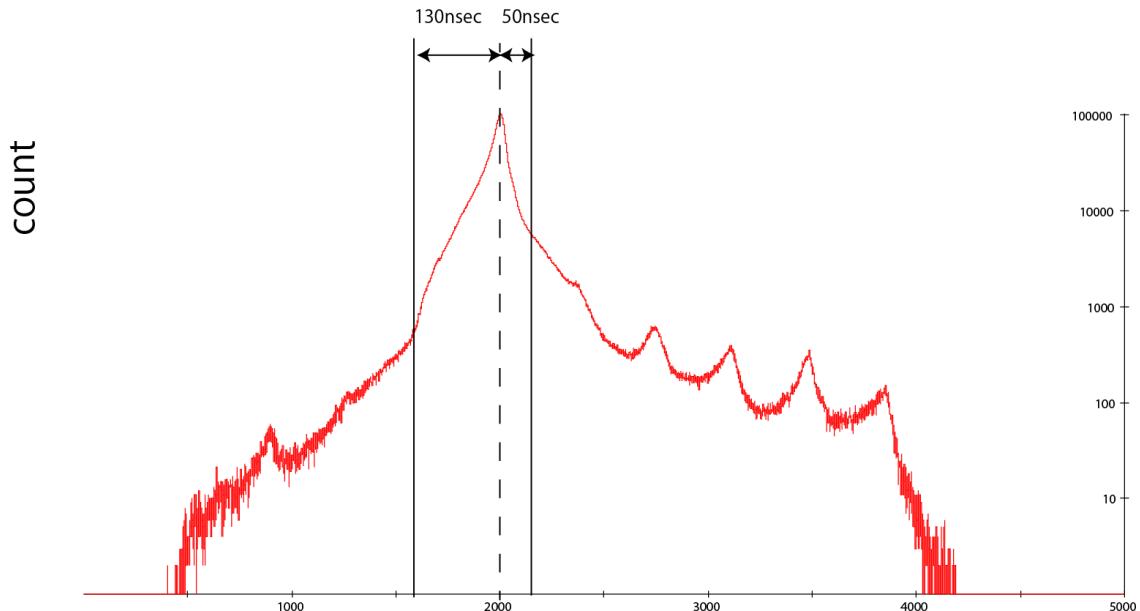


Fig. 7.2 Si-ball と Ge 検出器の TDC の差スペクトル

Ge 検出器と Si-ball が同時に検出した部分から左側を 130nsec、右側を 50nsec としており、右側に比べて左側を広くとっている。この右側の部分は Ge 検出器が Si-ball に比べて遅く検出された部分である。なぜ、このように Ge 検出器が遅い部分を広くしたのかについて説明する。Fig. 7.3 は横軸 Ge の ADC、縦軸 Ge の TDC とそれをプロットしたものである。そのグラフを見ると、低エネルギー側でタイミング信号が遅れているのがわかる。本来タイミング情報にはエネルギー依存性はないはずである。これは、タイミング情報を作り出す際に discriminator を用いており、その際波形の大きさ

によってタイミングのずれが生じてしまう。そのため、本来はその効果を補正必要がある。しかし、今回はその補正を行っていないためそのぶんゲート幅を広く取った。

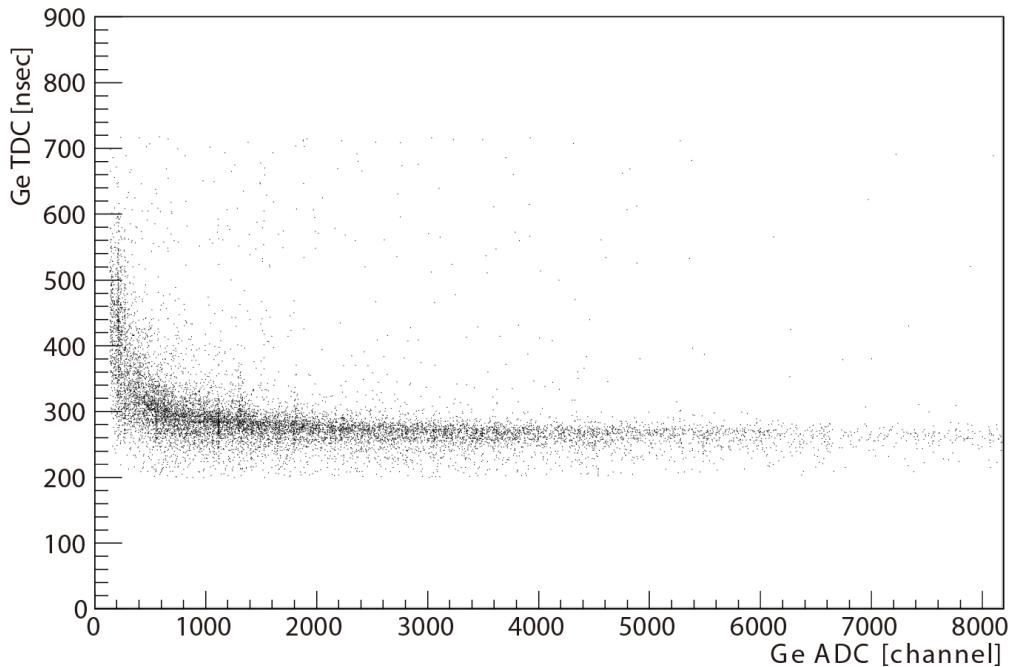


Fig. 7.3 Ge 検出器 TDC のエネルギー依存性

Ge 検出器の TDC とそのゲートをかけたときの Ge 検出器のエネルギースペクトルが Fig. 7.4 である。赤色のスペクトルがゲートを掛ける前で、青色のスペクトルが条件をかけた後のスペクトルである。今回、Si-ball の検出効率が良くなかったために核融合反応由来の γ 線のピークのカウント数も落ちてしまっている。しかし、バックグラウンドを大幅に落とすことができた。

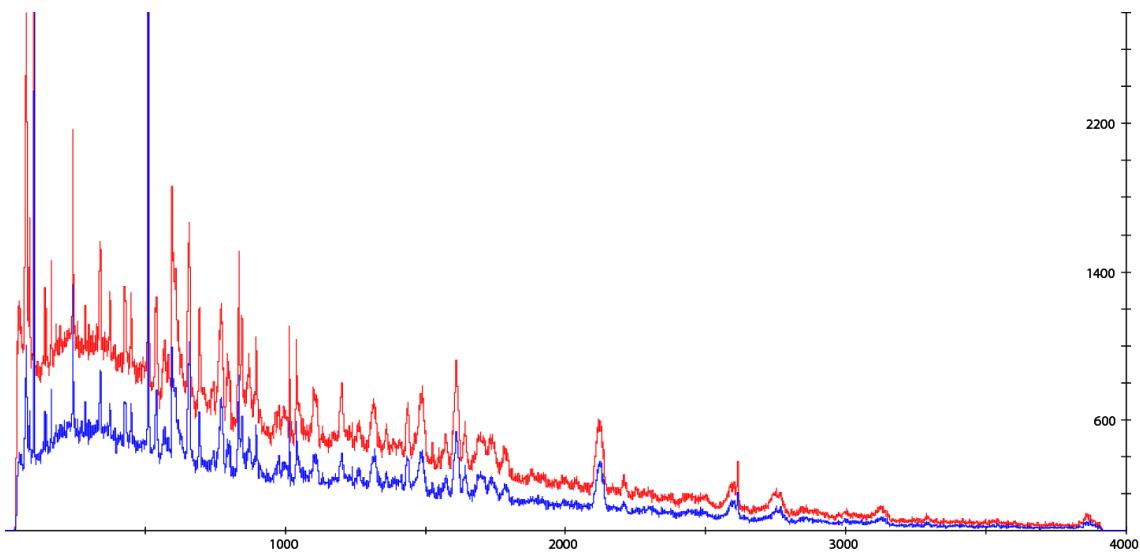


Fig. 7.4 Si-ball の TDC で gate をかけた γ 線スペクトル。赤線が raw、青線が gate 後。

7.1.3. 生成核種の識別

Si-ball の QDC を用いて陽子と α 粒子が識別できることから、この 2 つの粒子についてそれぞれ、30 枚の Si 検出器のうち粒子を観測した検出器の枚数をカウントし、これによって γ 線のスペクトルを分けた。このときのスペクトルを Fig. 7.5、Fig. 7.6 に示す。Fig. 7.6 は低エネルギー側を拡大したものである。Si 検出器では、電荷を持たない粒子は観測されないので、中性子数だけ異なる核種については分離することが出来ないものの、どのスペクトルについても、観測された陽子、 α 粒子の数に対応する生成核種からの γ 線が際立っていることが分かる。特に、 $1p1\alpha$ や $2p$ 、 2α チャンネルなど、蒸発粒子が 2 つのスペクトルには、 $1p$ や 1α チャンネルの γ 線は全く見られず、識別の純度が高いと言える。ただし、逆に $1p$ や 1α チャンネルのスペクトルには、 $1p1\alpha$ の ^{38}Ar などの γ 線がかなり混ざっている。これは、6.7 節で示したように、Si-ball の timing スペクトルが、TDC のレンジからはみ出ていたために、検出効率が低かったことが影響したと考えられる。

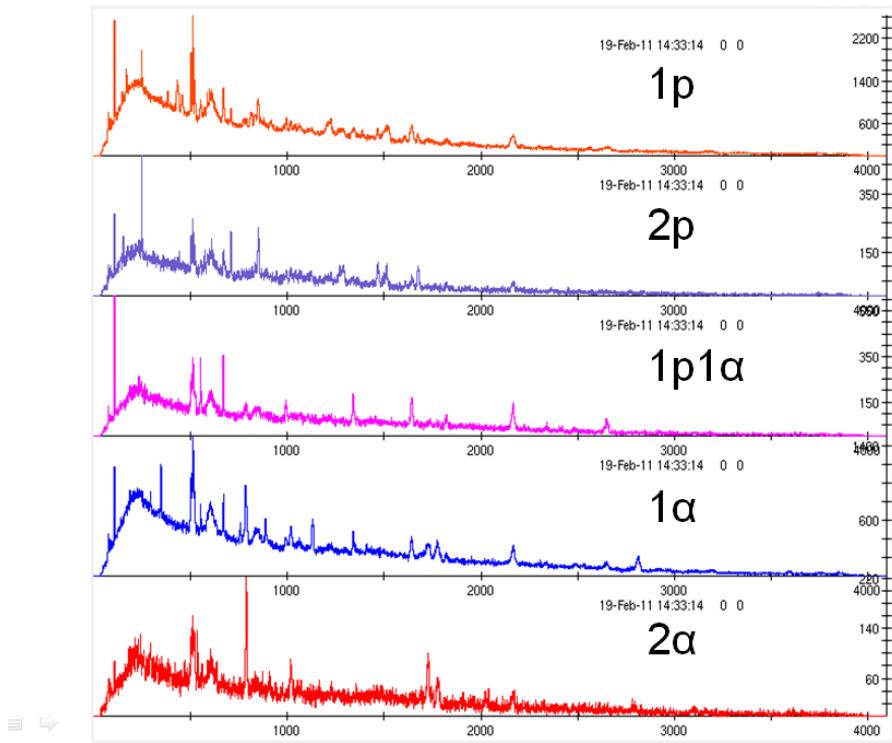


Fig. 7.5 Si-ball によって検出された蒸発粒子の個数によって分別した γ 線スペクトル。

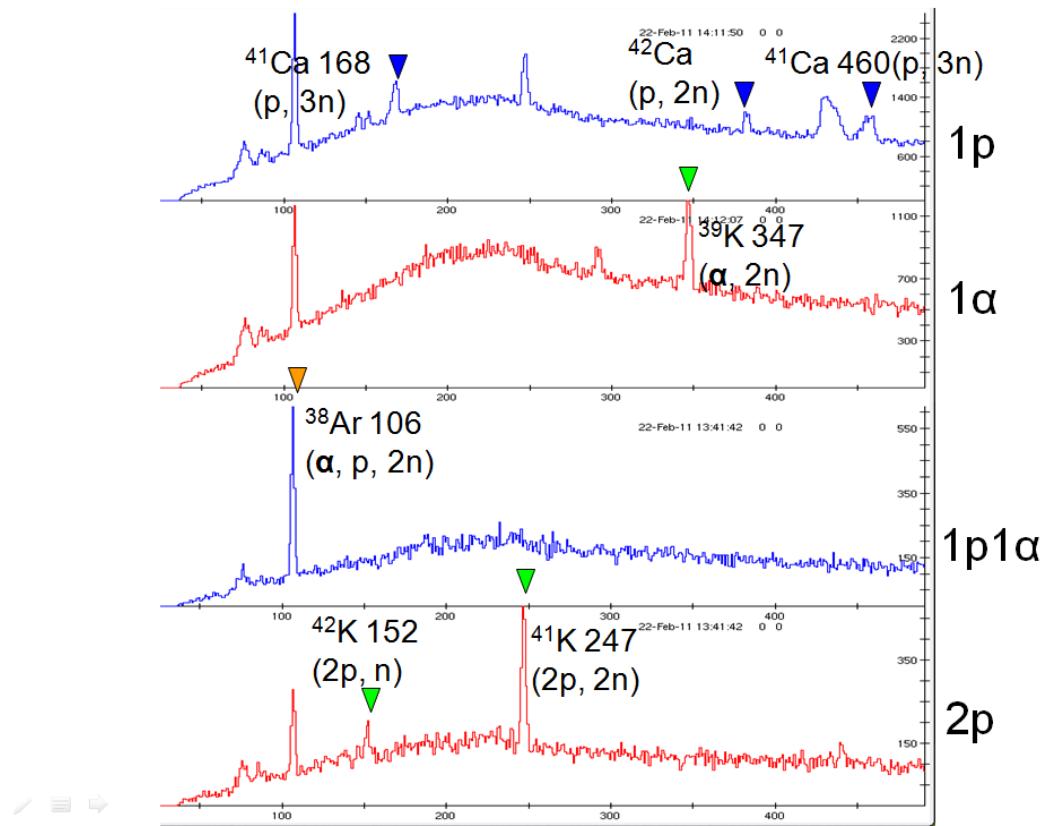


Fig. 7.6 Fig. 7.5 について低エネルギー側を拡大したもの。

7.1.4. Doppler shift の補正

今回の実験では、ターゲットが非常に薄くターゲット中で生成核が止まらず、運動しながら γ 線を放出するため、同じエネルギーでも角度によって測定される γ 線のエネルギーが違ってしまう。Fig. 7.7 はビーム軸に対してそれぞれの角度の Ge 検出器のエネルギースペクトルである。角度ごとに shift していることがわかる。2600KeV 付近にその他のピークに比べて非常に細いピークがあるがこれは自然放射線でありそのため doppler shift していない。

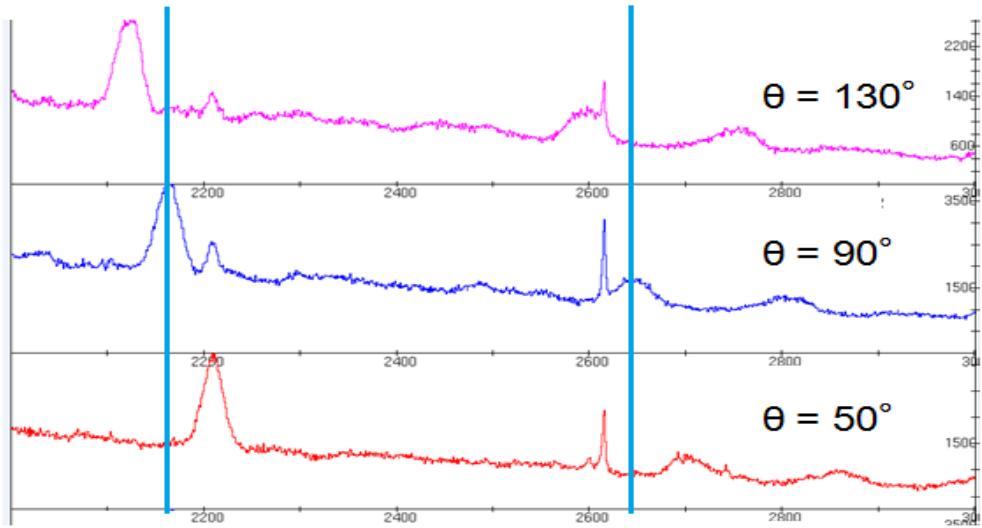


Fig. 7.7 角度毎の Ge 検出器のエネルギースペクトル

より多くの統計を得るために、すべての Ge 検出器のエネルギースペクトルを足し合わせる必要がある。そのために、シフトしたエネルギーをシフトする前のエネルギーに戻さなければならない。

doppler shift の補正には下式を用いて行う。 E_0 は shift 前のエネルギー、 E は doppler shift したあとのエネルギー、 β は生成核の光に対する速さ、 α は生成核の運動方向に対する γ 線の放出角度である。

$$E_0 = \frac{E}{1 + \beta \cos \alpha}$$

この式を用いて、補正した結果が Fig. 7.8 である。これによって、ピークの中心値を $\pm 1\text{KeV}$ の精度で揃えることができた。2600KeV 付近の自然放射線については、元々 shift していないものを補正したため、ピークが逆にずれてしまっている。

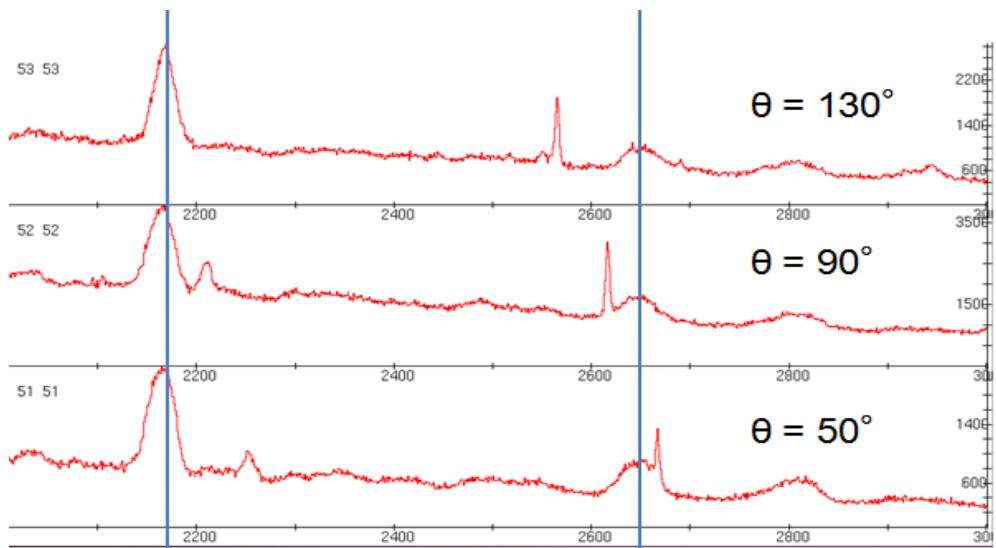


Fig. 7.8 Doppler shift 補正後の Ge 検出器のエネルギースペクトル

7.1.5. 蒸発粒子のシミュレーションと Recoil による Doppler broadening の補正手法

Si-ball を用いて Recoil の補正を行うためには、放出した蒸発粒子の運動量を知る必要がある。運動の方向については、32 面体の各面の中心の座標から導出した値を用いた。運動の大きさについては、シミュレーションによって予測される平均値を用いる方法(7.1.6)と、Si-ball の QDC を用いて event 毎に蒸発粒子の運動エネルギーを求める方法(7.1.7)の 2 種類試みた。

Fig. 7.9 は、0 節で示した蒸発粒子のシミュレーションによって計算された Si 検出器で観測されるエネルギーを、実験室系での蒸発粒子のエネルギーでプロットしたものである。この図より、陽子、 α 粒子のどちらも Si 検出器を突き抜けるものと、突き抜けないものが混ざっているため、QDC ではこの 2 つを区別することが出来ないことが分かる。

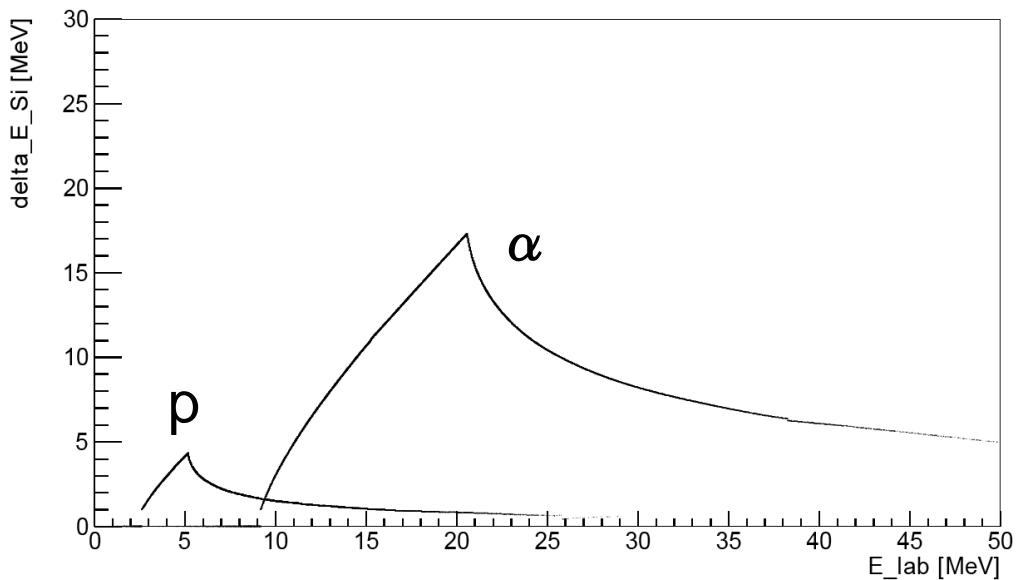


Fig. 7.9 シミュレーションによる、実験室系での蒸発粒子の放出エネルギーと Si-ball で観測されるエネルギー損失のプロット。ただし、最前方の Si について計算したもの。左の小さな山が陽子、中央の大きな山が α 粒子のプロットである。

7.1.6. シミュレーションによる蒸発粒子のエネルギーの平均値を使った補正

この手法では、補正の際に必要な蒸発粒子の運動エネルギーとして、シミュレーションによって求めた平均値を用いている。その際、各 Si 検出器それぞれについて、QDC にかけた gate の範囲に相当するエネルギー領域内だけの平均値を計算している。

Fig. 7.10 に例として、 α - $2n$ チャンネルの ^{39}K の γ 線ピークについて行った結果を示す。これは、ビーム軸から 90° の Ge 検出器 4 台についての和で、 α 粒子を一つ放出した event についてのスペクトルである。図中右側のピーク(^{39}K , 2813keV)について(a)の補正前と、(b)の補正後についてフィットを行った結果、ピーク幅が 44% になっていることが分かった。

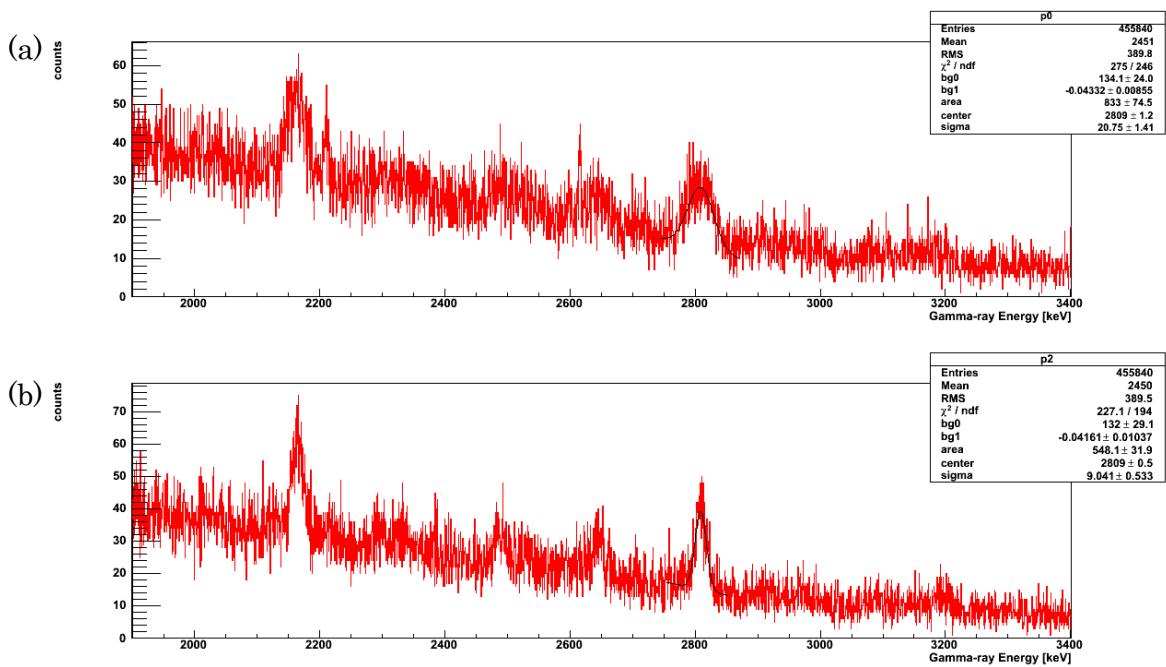


Fig. 7.10 シミュレーションによる蒸発粒子の運動エネルギーの平均値を用いて行った Recoil の補正結果。slotC の Ge 検出器のスペクトルで、 ^{39}Ar の 2651keV の γ 線についてフィットを行い補正前後の比較をした。(a)が補正前。(b)が補正後。

7.1.7. Si QDC を使った補正

前章では蒸発粒子のエネルギーはシミュレーションから得た平均値を用いているが、この章では Si-ball のエネルギー情報を用いて、イベントごとに補正するという方法について説明する。

Si-ball で検出された蒸発粒子のエネルギー情報は QDC によって取得しているため、それを用いて、イベントごとに蒸発粒子のエネルギーを算出することができる。しかし、Si-ball は各面に $170\text{ }\mu\text{m}$ の Si 検出器を 1 枚ずつしか取り付けていないため、Si 検出器を突き抜けてしまった場合と Si 検出器で止まった場合を Si-ball の QDC だけでは区別することができない。それを区別するためにすでにエネルギーおよび核種が分かっている γ 線について、突き抜けた場合と止まった場合の両方について補正を行い、補正後に正しいエネルギーに近いものを選んでその時の蒸発粒子のエネルギーを正しいとして、補正を行った。

Fig. 7.11 (a)は補正前のGe検出器のエネルギースペクトルで、Fig. 7.11(b)はその補正後のスペクトルである。中心にあるピークは ^{38}Ar の2168KeVである。このピークのFWHMは11.8KeVで、補正前に比べてFWHMを41%にまで改善することができた。

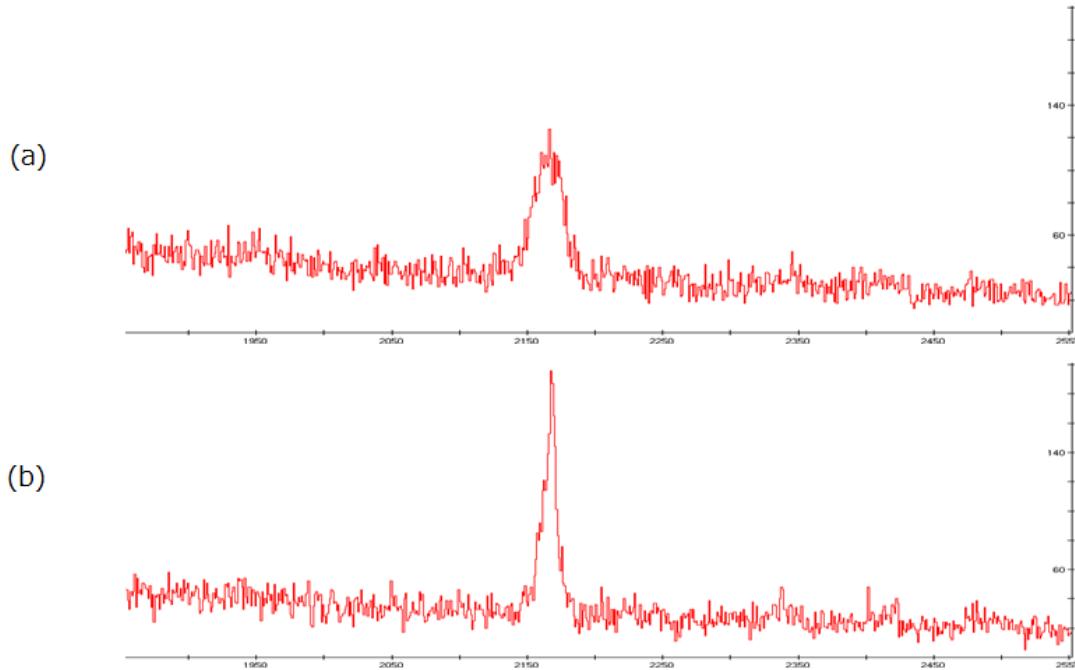


Fig. 7.11

7.2. γ スペクトル解析 (new gamma)

7.2.1. γ - γ 解析

2.1節で述べたように、通常 γ 崩壊の寿命は測定の時間分解能に比べて短いので、level schemeで縦に並んだ一連の γ 線は同時に放出されるとみなすことができる。今回のように複数台の γ 線検出器を用いることで、これらの γ 線を同時に検出することができる。本節では、このように複数の γ 線を異なる検出器で同時に観測したeventに対する解析手法について説明する。Fig. 7.12に模式図を示した。Fig. 7.12の左に示された模式的なlevel schemeにおいて、 γ 1、 γ 2、 γ 3はほぼ同時に放出される。これらの γ 線がA、C、Eの3つの検出器で同時に観測された場合、これらの検出器のうち2つ

を選び、片方のエネルギー情報を横軸、他方のエネルギー情報を縦軸として 2 次元ヒストограмに加算する。これを全ての組み合わせについて行う。例えば、3 つの γ 線が観測された場合は Fig. 7.12 の右のように 6 点を加算する。このようにして、複数の γ 線が観測された event を 2 次元ヒストограмにしたもの (γ - γ matrix) を蒸発粒子の個数ごとに作成した。これにより、任意の γ 線に対してその γ 線と同時に観測された γ 線の情報 (coincidence 関係) を見ることができる。

Fig. 7.13 は、この γ - γ matrix を用いた解析手法を示したものである。図中の 2 次元ヒストограмが γ - γ matrix であり、縦・横軸共に観測されたエネルギー [keV] である。この 2 次元ヒストogram 全体を、縦軸方向に射影すると Fig. 7.13 の左のスペクトルのようになる。このスペクトルにおいて、coincidence 関係を確認したいピーク部分に gate をかけ、この範囲内の event についてのみ横軸方向に射影すると、Fig. 7.13 の下のスペクトルが得られる。これは、gate をかけたピーク部分の γ 線と同時に観測された γ 線のスペクトルになる。すなわち、このスペクトルに現れるピークは、level scheme 上で縦につながったものである可能性が高い。

さらに、ピーク部分に gate をかけたスペクトルから、ピーク周辺のバックグラウンド部分に gate をかけたスペクトルを、それぞれの Entry 数で factor をかけて引き算することで、バックグラウンドの部分を落とすことができる。(Fig. 7.14)

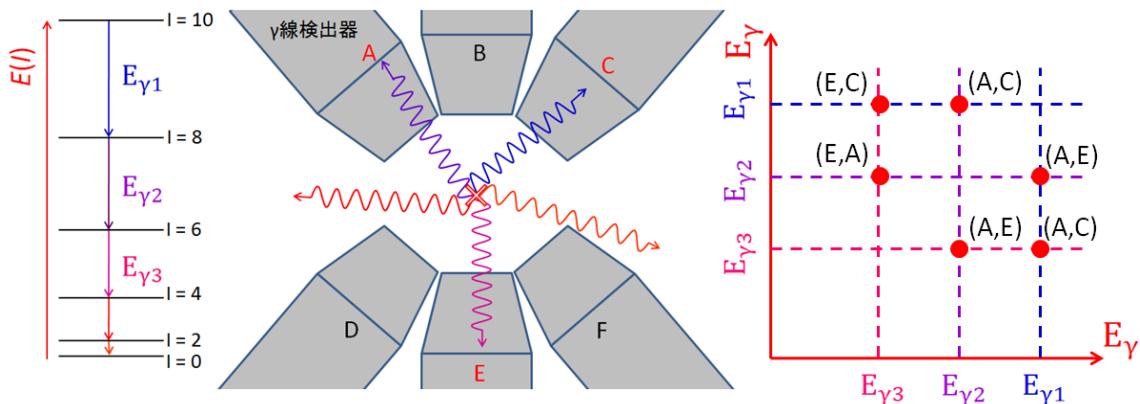


Fig. 7.12 γ - γ 解析の模式図

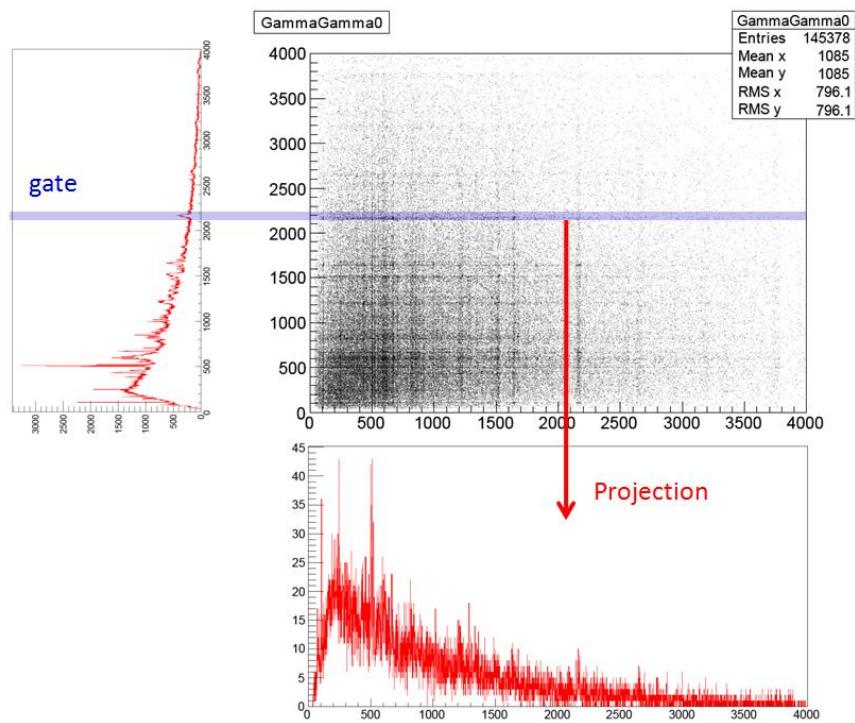


Fig. 7.13 γ - γ 解析の手法

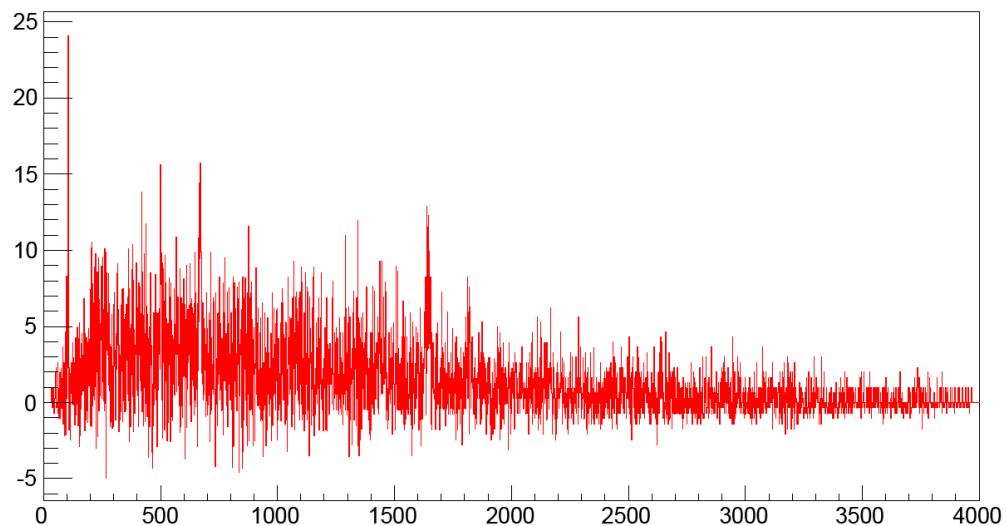


Fig. 7.14 バックグラウンドを引き算したスペクトル

7.2.2. 生成核種とその相対生成量

本実験での核融合反応における生成核種の相対生成量を γ 線の数を数えることで求めた。Fig7(a)は実験値で、(b)は cascade を用いて計算した値である。今回確認できた核種は 9 種で、計算値を見てみると実験結果をよく再現していることが分かる。

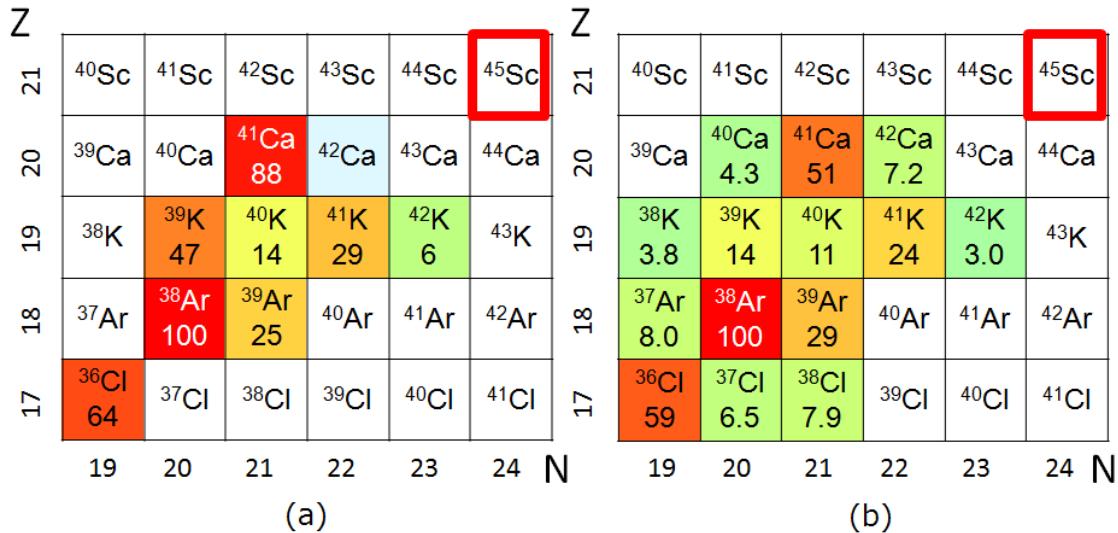


Fig. 7.15 相対生成量の実験値(a)と計算値(b)

7.2.3. ^{41}Ca

^{41}Ca は、1p3n チャンネルの生成核種であり、陽子 1 つを放出するチャンネルの中では最も生成断面積が大きい。Fig. 7.16 は、Si-ball で陽子 1 つが検出されたときの γ 線スペクトルである。この時のデータは、Trigger が $\gamma - \gamma$ の RUN と、Si- γ の RUN に γ 線を 2 つ以上観測した event のみを足したものである。

Fig. 7.16 のように、1p チャンネルとしては ^{41}Ca と ^{42}Ca が観測された。 ^{41}Ca については、過去に行われた核融合反応による実験[11]によって Fig. 7.17 のような level scheme が報告されている。今回、これらの γ 線については全て観測することができた。また、 $\gamma - \gamma$ の解析により、これらの γ 線の Coincidence も確認されたが、これ以外の γ 線の候補は見つかなかった。

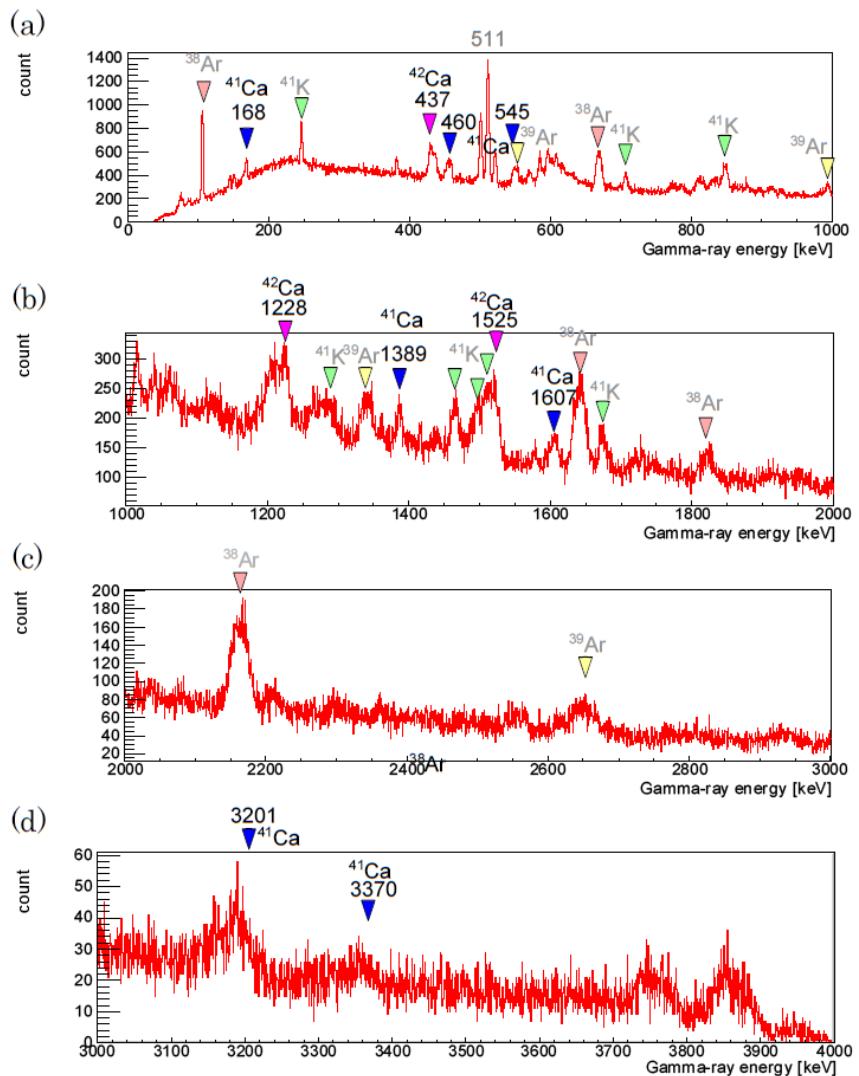


Fig. 7.16 1p チャンネルの γ 線スペクトル。 ^{41}Ca によるピークを青色で、 ^{42}Ca によるものをマゼンタで示した。それ以外は、1p1 α や 2p などのチャンネルの核種である。Si-ball の検出効率が良くなかったために、多く混じって来ているものと考えられる。

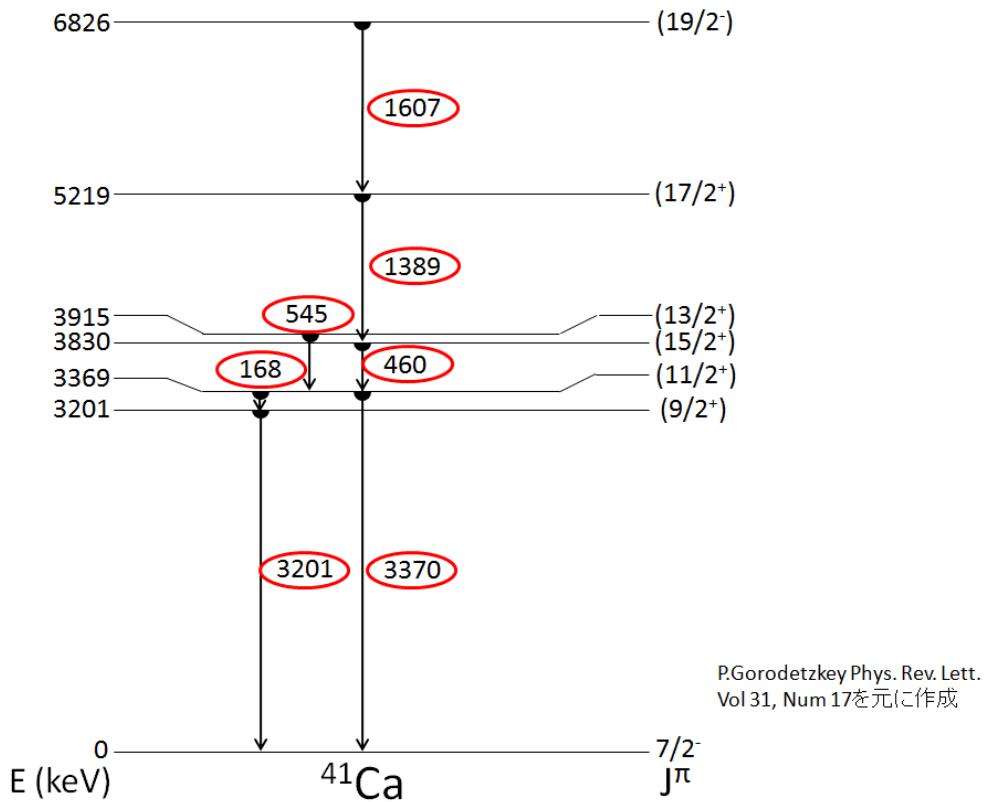


Fig. 7.17 文献[11]を元に作成した ^{41}Ca の level scheme。ここで示されている γ 線については全て観測された。

7.2.4. ^{42}Ca

陽子を 1 つ放出するチャンネルと/or もう一つ、1p2n チャンネルの ^{42}Ca が観測された。Fig. 7.16において、マゼンタで示された 3 つのピークが ^{42}Ca によるものである。Fig. 7.17 に示した level scheme (文献[12])において、最も強度の強い 473keV、1228keV、1525keV の 3 つまでが観測されたことになる。

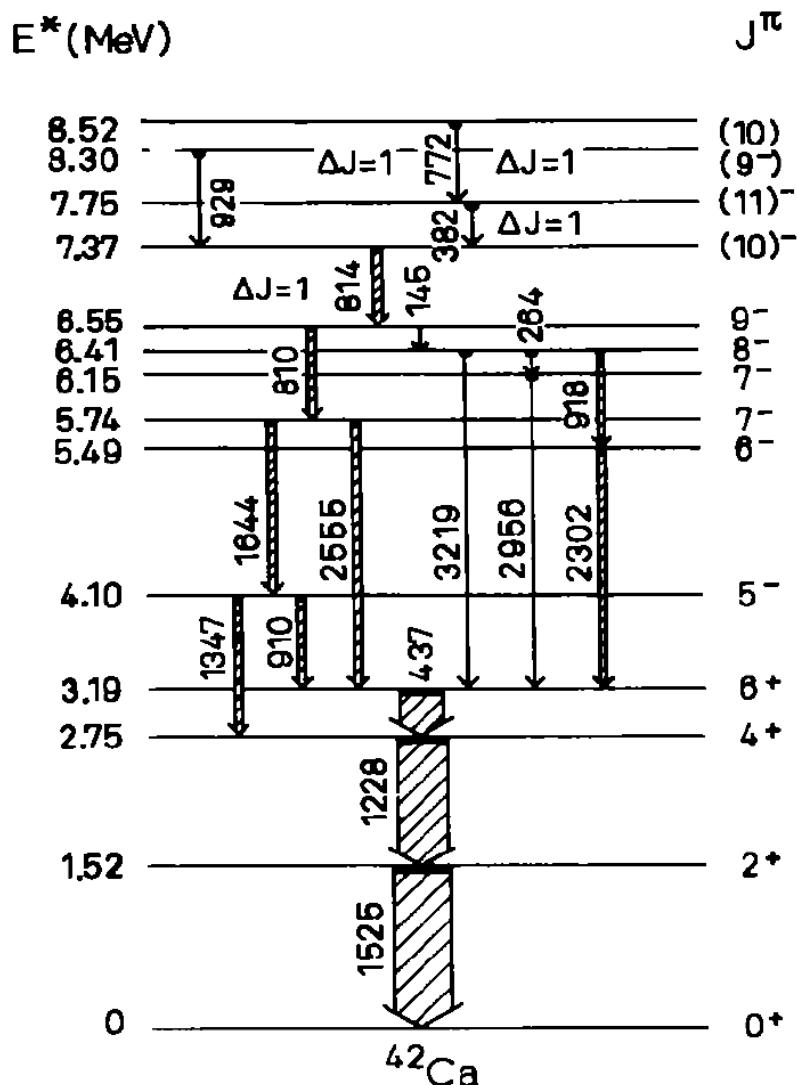


Fig. 7.18 ^{42}Ca の level scheme (文献[12]より)

7.2.5. ^{39}Ar

^{39}Ar は 1p1a1n チャンネルの生成核種である。Fig. 7.19 は Si-ball で陽子が 1 つ且つ α 粒子が 1 つ検出されたときのスペクトルで、Fig. 7.20 は過去に核融合反応において報告されている level scheme に加えて今回の実験で発見できた γ 線を付け加えたものである。

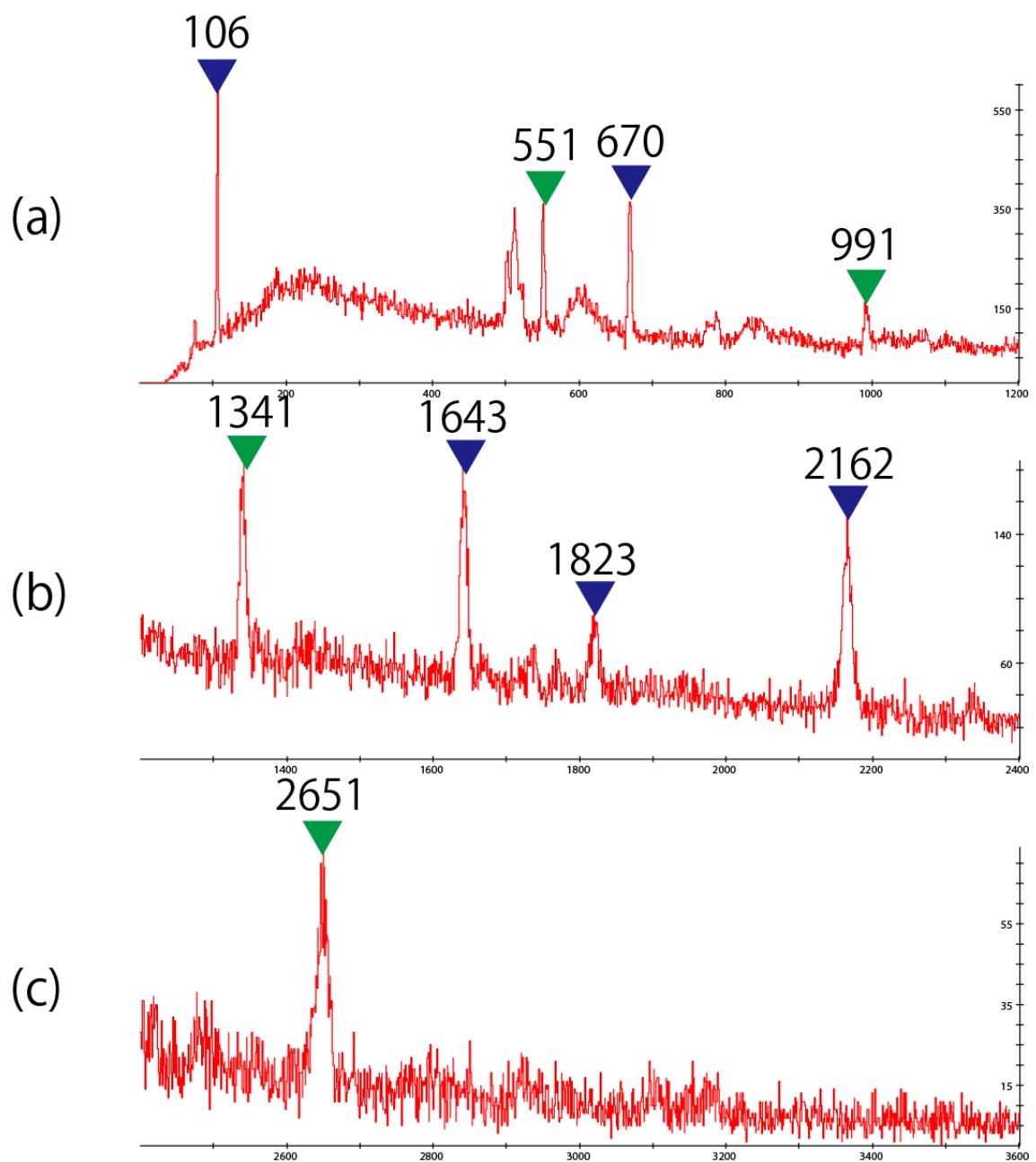


Fig. 7.19 (a)0~1200keV (b)1200~2400keV (c)2400~3600keV

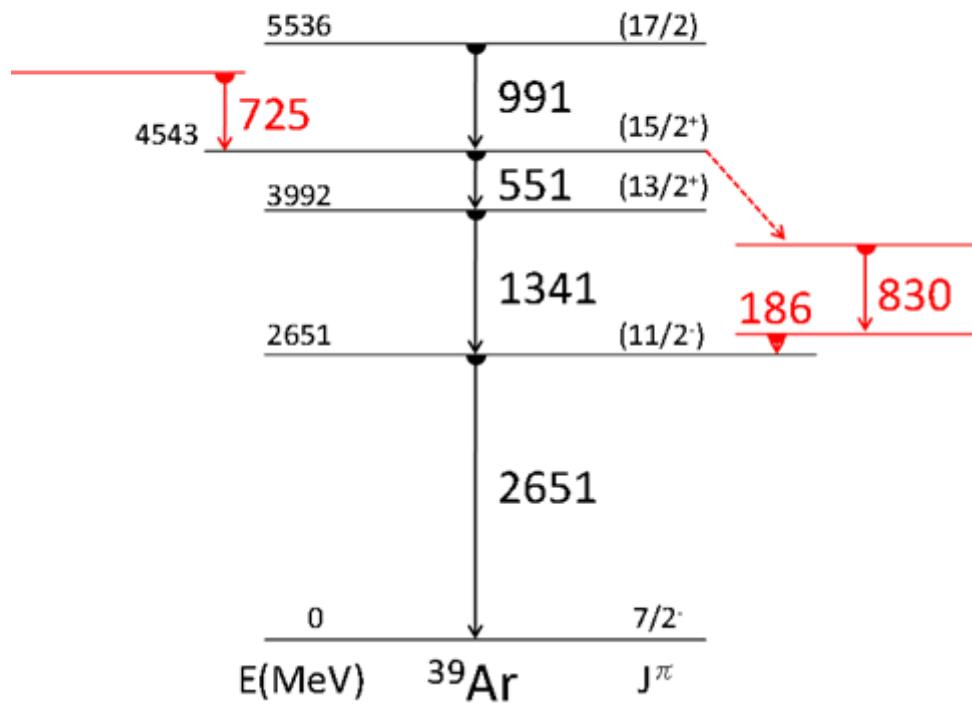


Fig. 7.20 ^{39}Ar の level scheme[4]

陽子 1 つと α 粒子 1 つを放出するチャンネルで確認できた核種は、 ^{39}Ar と ^{38}Ar の二つで、 ^{37}Ar については確認ができなかった。Figにおいて緑で示したピークが ^{39}Ar のもので、 ^{38}Ar については青で示した。

^{39}Ar については過去に報告されている γ 線についてはすべて確認することができ、さらに γ - γ 解析によって 186KeV、725KeV、830KeV という γ 線の候補を見つけることができた (Fig2において赤で示した)。

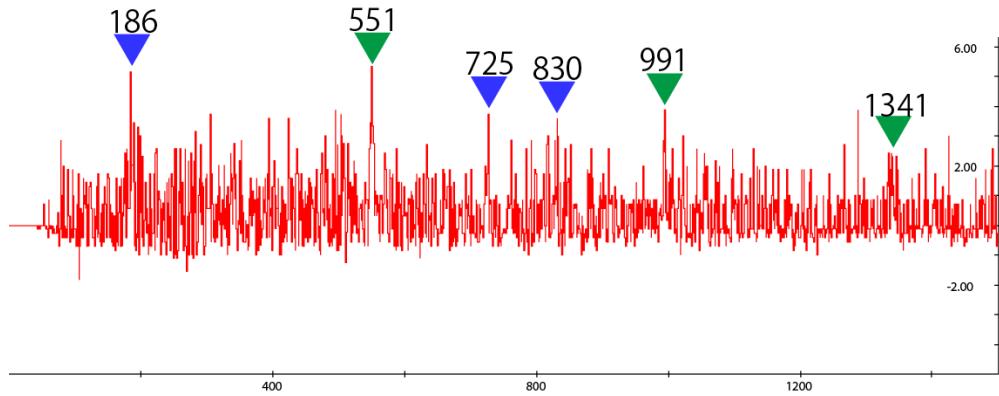


Fig. 7.21 2651keV gate

Fig. 7.21 は 2651KeV でゲートをかけた、 γ - γ スペクトルである。緑色で示したピークが過去に報告されている γ 線のピークで、青色で示したもののが過去に報告されていない γ 線のピークである。2651KeV でゲートをかけた場合、過去に報告されている 551KeV、991KeV、1341KeV のピークは強調されてみえていることがわかる。それに加えて 186KeV、725KeV、830KeV ピークが現れてきている。さらに、これらのエネルギーにゲートをかけて、コインシデンス関係を調べることによってエネルギーが Fig. 7.20 のようになっている可能性が高いことがわかった。

7.2.6. ^{36}Cl

2α チャンネルについては $^{18}\text{O}(^{27}\text{Al}, 2\alpha n)^{36}\text{Cl}$ 反応で生成された ^{36}Cl が確認できた。以下に 2α チャンネルの γ - γ プロジェクションスペクトルおよびその拡大図を示す。青色の逆△の印をつけたピークは ^{36}Cl 由来の γ 線と確認できたも、数値はエネルギー (keV) である。

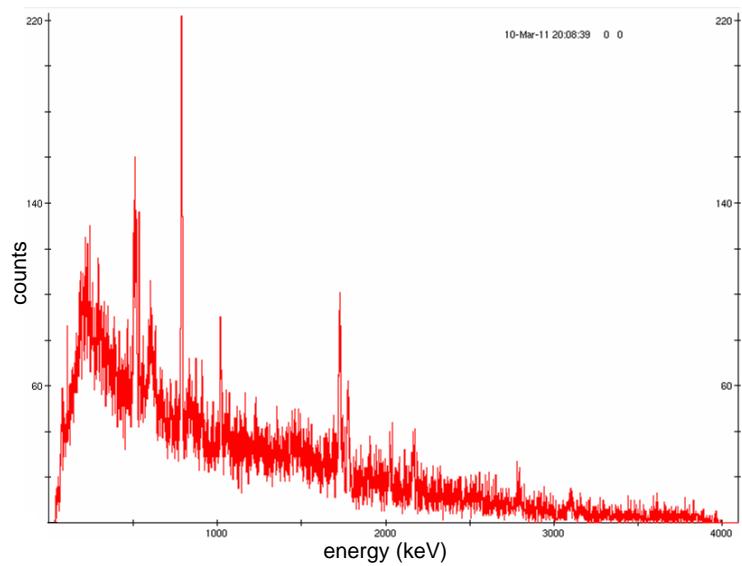


Fig. 7.22 2α チャンネルプロジェクションスペクトルの全体図

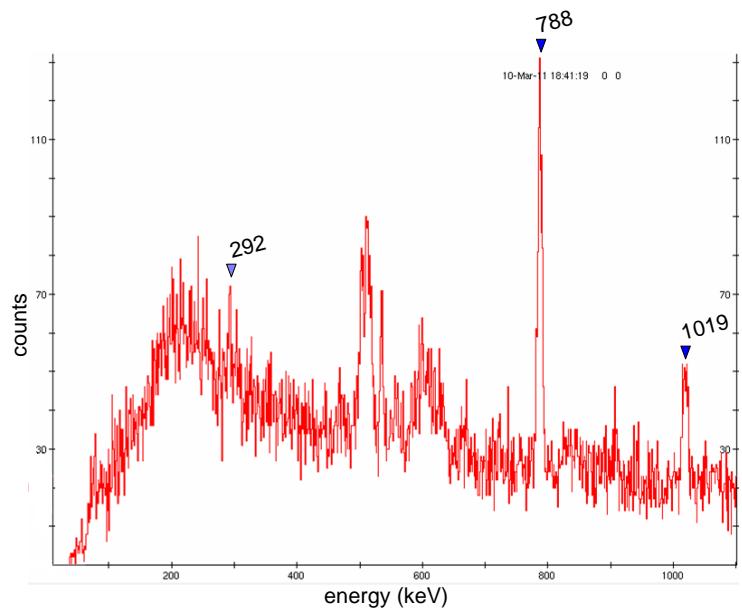


Fig. 7.23 $0 \sim 1100$ keV の 2α チャンネルスペクトル

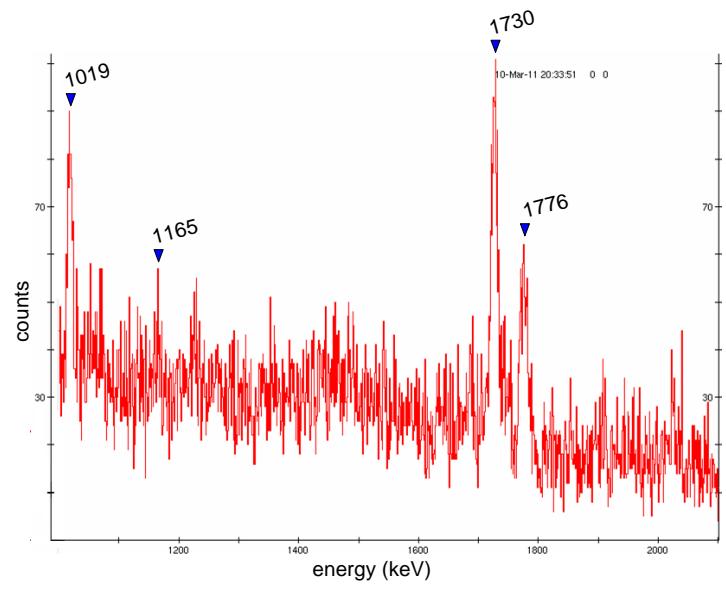


Fig. 7.24 1000 ~ 2100keV の 2α チャンネルスペクトル

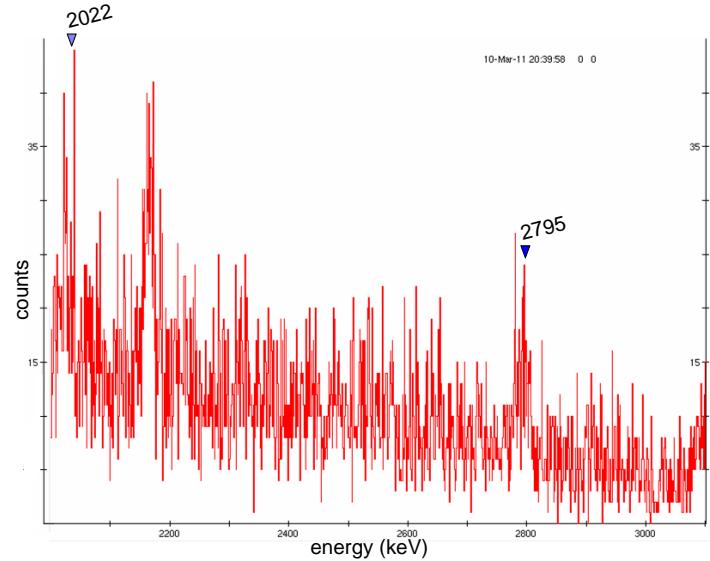


Fig. 7.25 2000 ~ 3100keV の 2α チャンネルスペクトル

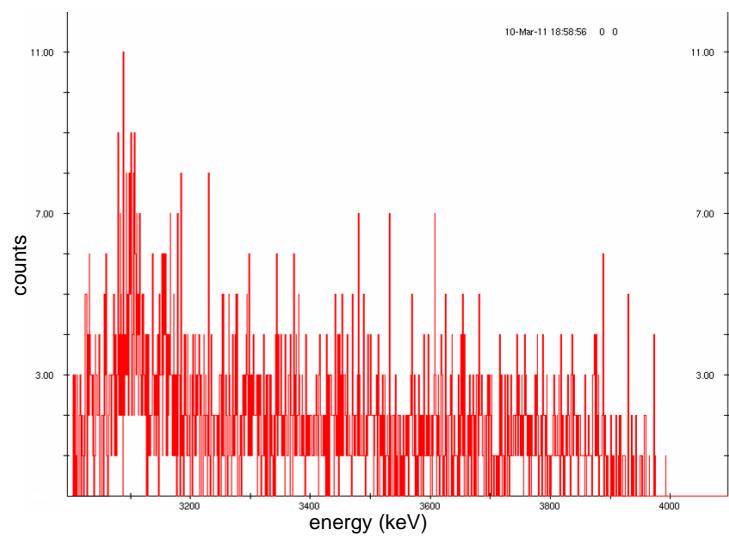


Fig.7.5 3000 ~ 4100keV の 2α チャンネルスペクトル

また、 ^{36}Cl 由来であることを特定するために用いた level scheme を以下に示す。赤色の○で囲ったところが今回確認できた γ 線である。

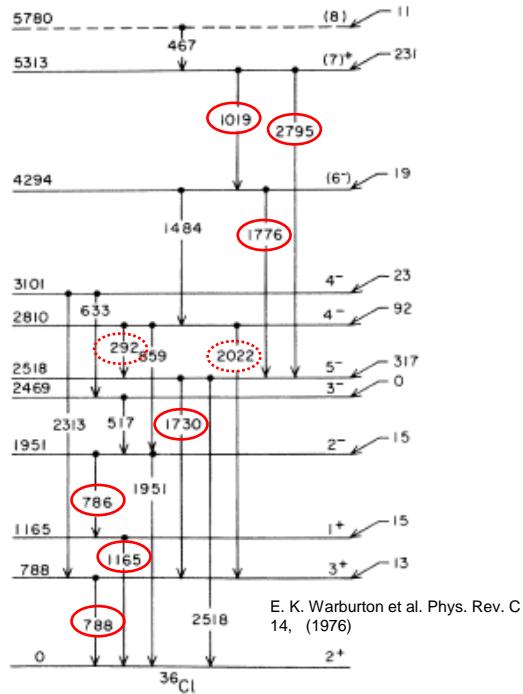


Fig. 7.26 過去の実験で調べられた ^{36}Cl の level scheme[5]

- 786keV の γ 線

コインシデンス関係を調べるために 788keV のピークにゲートをかけたところ、上の level scheme によれば見えないはずの 1165keV のピークが見えている可能性があったので、1165keV のピークにゲートをかけたところ以下のスペクトルが得られた。

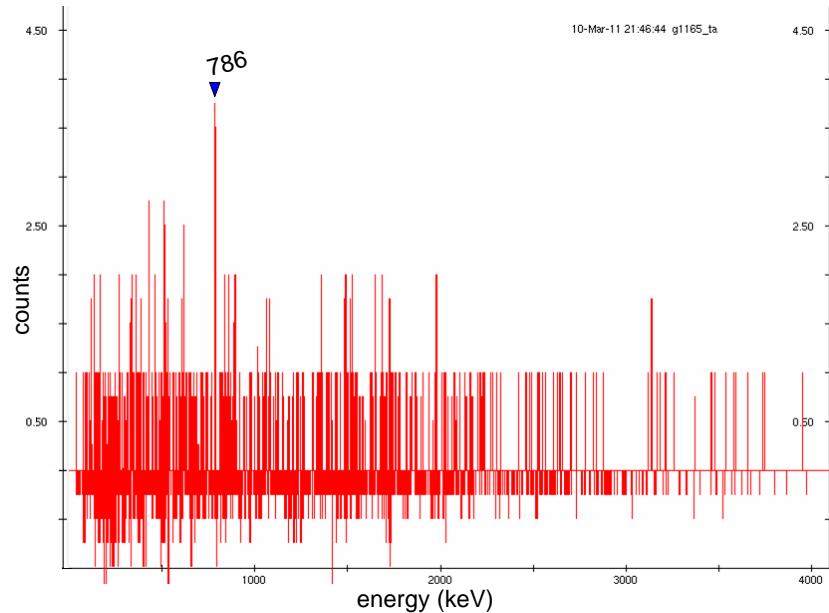


Fig. 7.27 1165keV ゲートスペクトル

790keV 付近にピークが見られた。1165keV のピークにゲートをかけた場合 788keV のピークは見えないはずであるので、1165keV ピークとコインシデンスしているこのピークは 786keV であると思われる。

- 2795keV のピーク

特に強く見えている 788keV・1730keV・1776keV・1019keV のピークにゲートをかけて、得られたスペクトルのうちの 2 つ(1019keV, 1776keV)・3 つ(1019keV, 1776keV, 1730keV)・全てを足し合わせたものを以下に示す(順に **A**, **B**, **C** とする)。

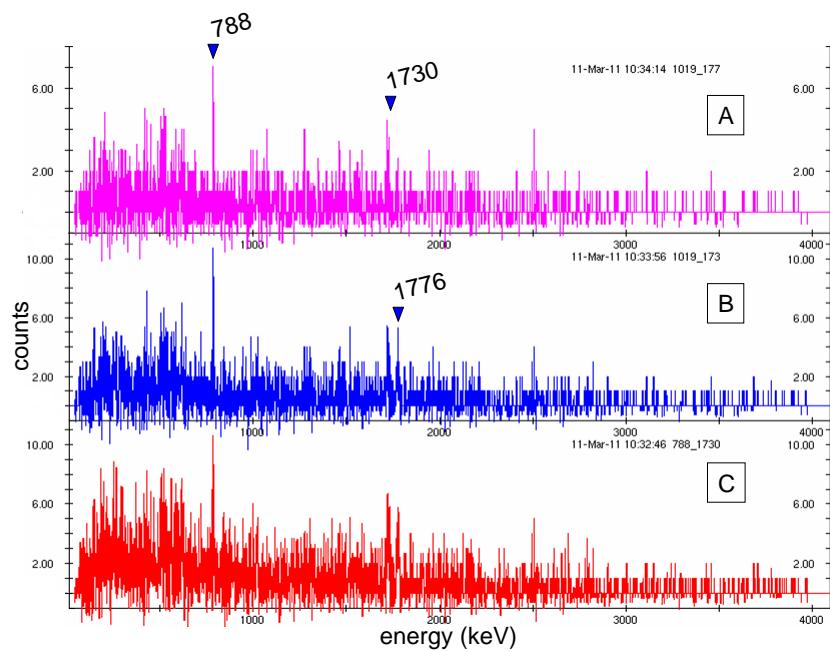


Fig. 7.28 各ゲートスペクトルの和の全体

これの 2500~4000keV を表示したものを以下に示す。

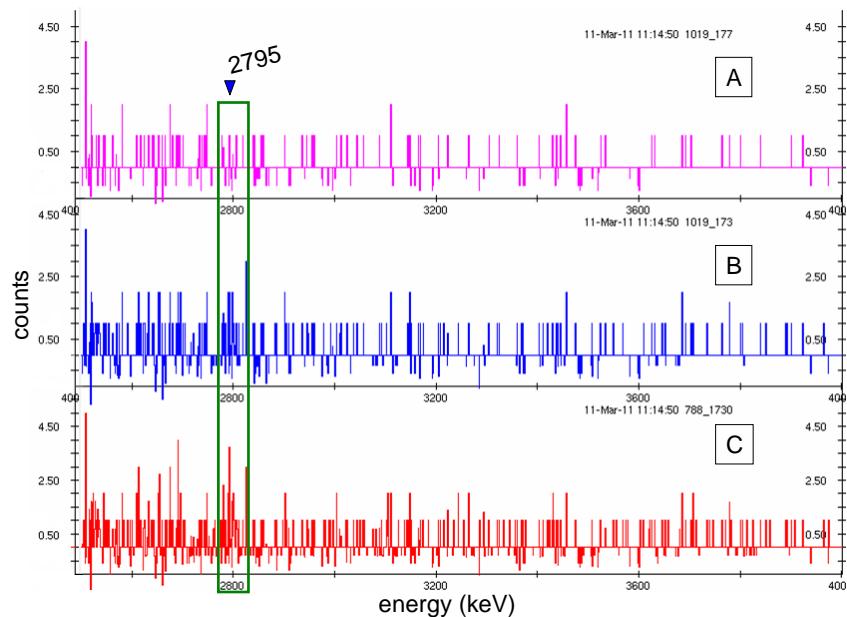


Fig. 7.29 各ゲートスペクトルの和 (2500 ~ 4000keV)

カウント数が少ないためわかりにくいが、2800keV付近を見ると[A]では見えていないが他の二つでは見えているピークがあることがわかる。このピークが2795keVだとすると、これら3つのスペクトルの関係は上で示した level scheme とも一致するので、このピークは ^{36}Cl 由来の2795keVの γ 線によるものだと思われる。

- 467keVの γ 線と新しい γ 線

過去のlevel schemeにある467keVの γ 線を同様の方法で探索したが、それらしきピークは見られなかった。その代わりに、620keV付近に他の γ 線とコインシデンスしている可能性のあるピークを発見した。以下のスペクトルはゲートスペクトルを足し合わせたものの0~1000keVを表示したものである。

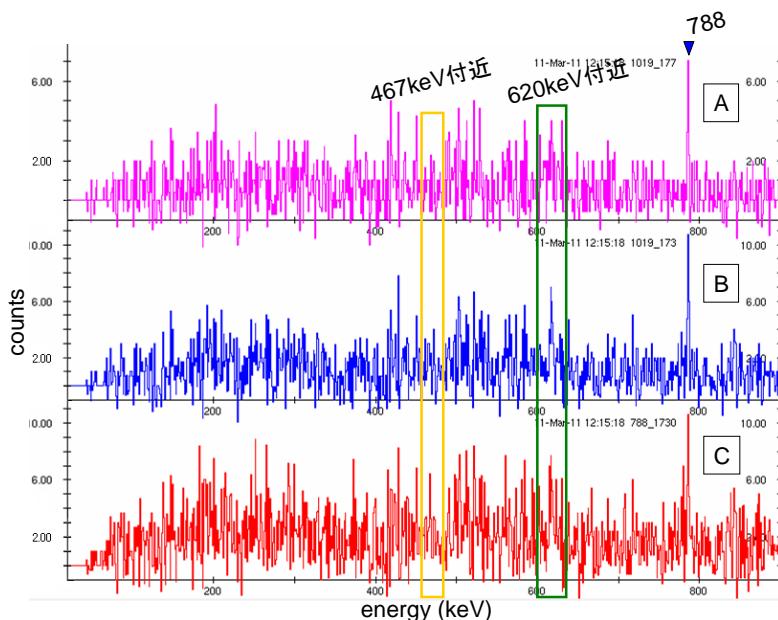


Fig. 7.30 各ゲートスペクトルの和 (0 ~ 1000keV)

620keV付近を緑色の四角で囲んだ。特に[B]ではっきり見えている617keVのピークにゲートをかけたところ、以下のようなスペクトルが得られた。

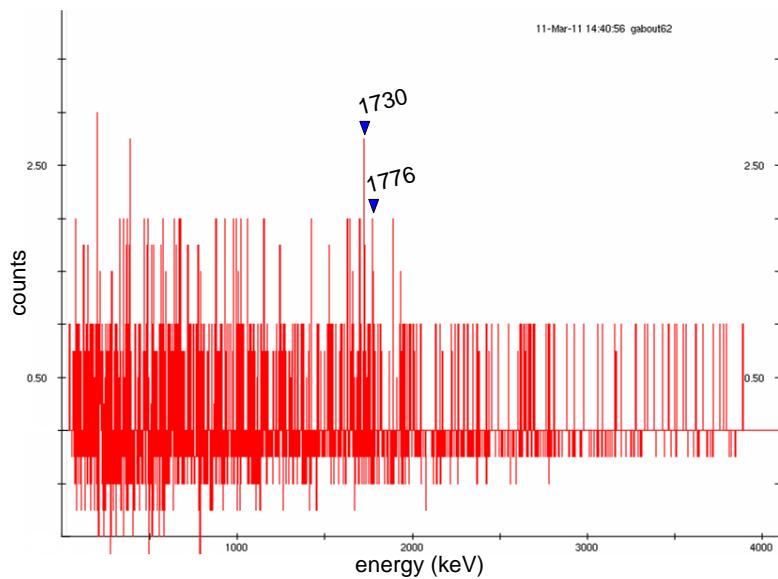


Fig. 7.31 617keV ゲートスペクトル

カウント数が少ないためはっきりとは言えないが、617keV の γ 線は ^{36}Cl 由来の γ 線である可能性がある。

- 新しい準位

今回 ^{36}Cl 由来の γ 線として 617keV の γ 線が存在する可能性を発見した。この γ 線と、今回以前の実験で確認された 467keV の γ 線が確認できなかつたこと、スペクトル A, B, C 全てに 617keV のピークが見られることなどから、level scheme が以下のようになっていることが考えられる。

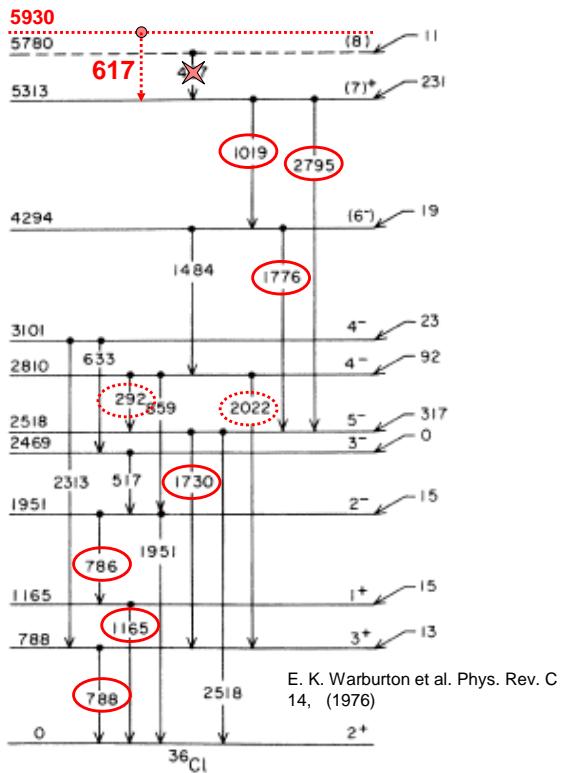


Fig. 7.32 ^{36}Cl の level scheme (文献[5])

7.2.7. ^{41}K

^{41}K は、陽子 2 つを放出する 2p2n チャンネルの生成核種である。Fig. 7.33 は陽子 2 つが観測された時の γ 線スペクトルであり、 ^{41}K によるピークは緑色で示されている。

Fig. 7.34 は、文献[9]を元に作成した level scheme である。今回の実験により、それまで報告されていた全ての γ 線が観測された。また $\gamma - \gamma$ の解析により、既存の level scheme において縦につながる一連の γ 線同士の Coincidence 関係を確認した。

Fig. 7.35 は、level scheme (Fig. 7.34) の右側のルートで崩壊した場合に放出される γ 線ピークについて gate をかけた $\gamma - \gamma$ スペクトルである。図より、一連の γ 線ピークが際立って見えていることが分かる。この結果は、既存の level scheme を支持する。

さらに、1950keV という新たな γ 線の候補が見つかった。Fig. 7.36 に、この 1950keV について gate をかけた $\gamma - \gamma$ スペクトルを示す。統計が少ないものの、248keV と 850keV についてピークがあるように見える。しかし、708keV にはピークが見られな

いため、Fig. 7.34 の level scheme に赤線で示したように新しい準位が存在している可能性があると判断した。ただし、この新しい準位については他の可能性を否定できていないため、準位の位置を確定するにはさらなる統計が必要である。

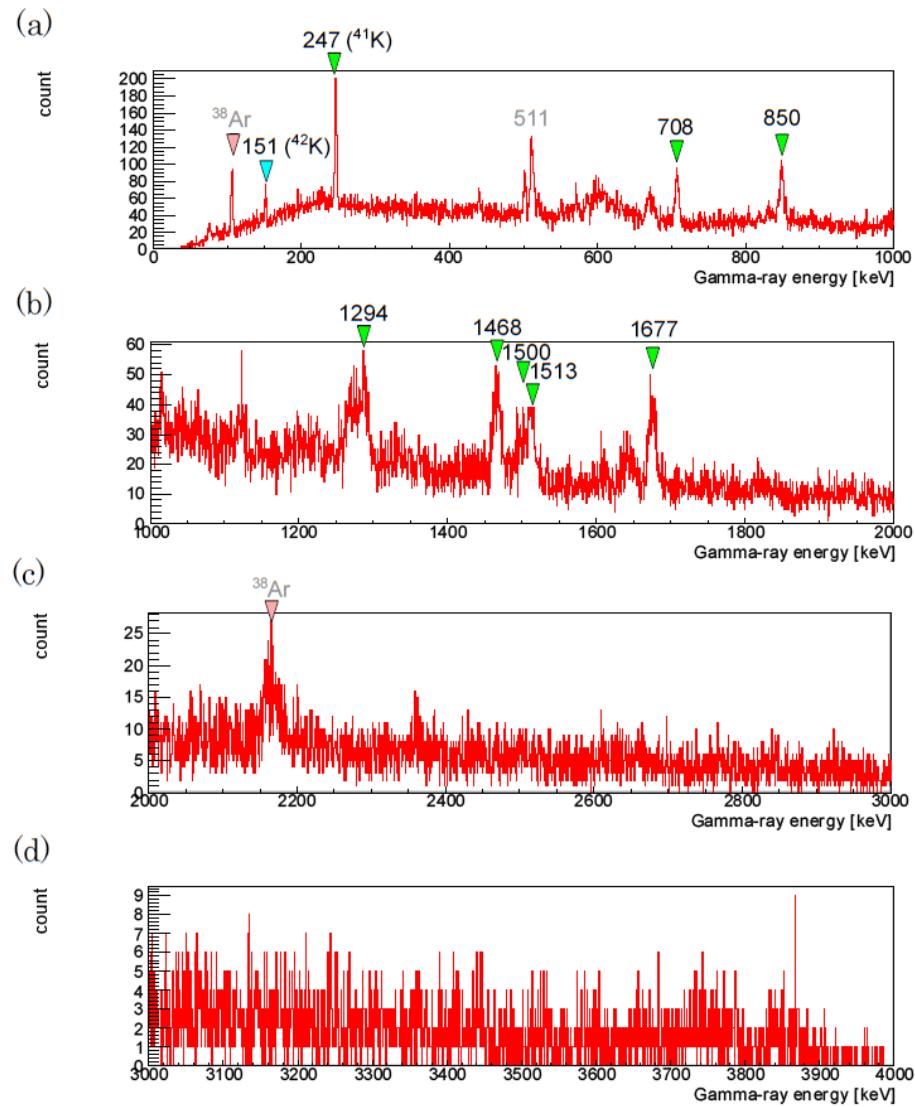


Fig. 7.33 2p チャンネルの γ 線スペクトル

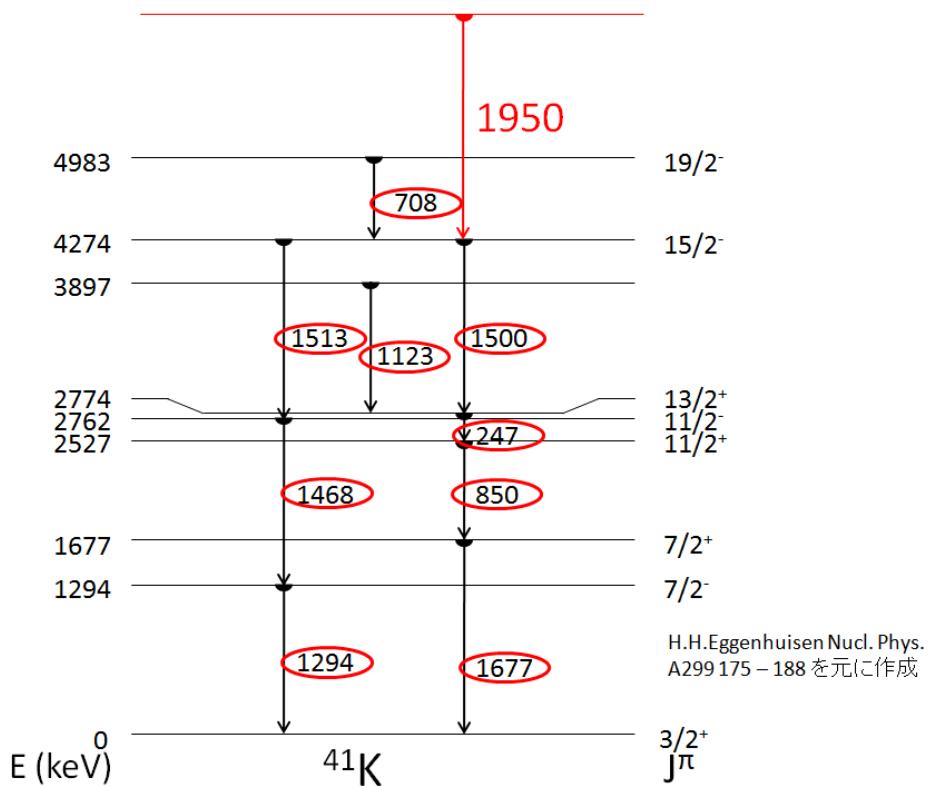


Fig. 7.34 文献[9]を元に作成した ^{41}K の level scheme。新たに 1950keV という γ 線の候補が見つかった。

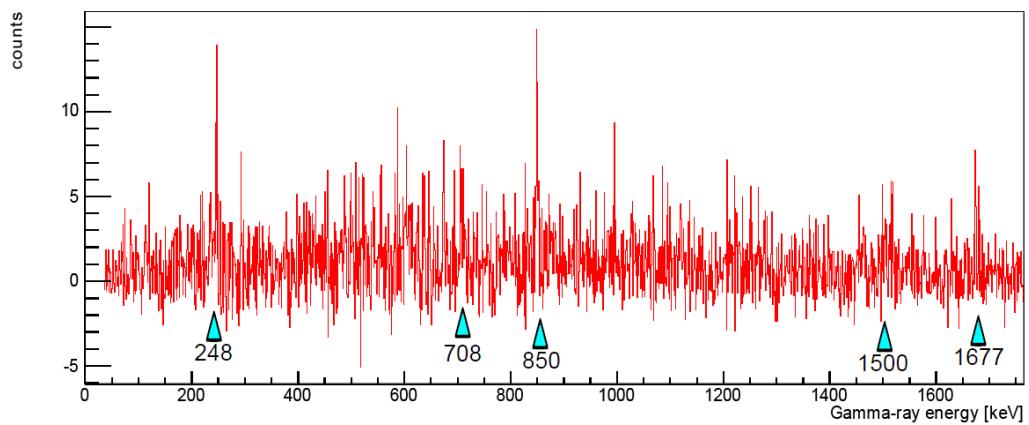


Fig. 7.35 ^{41}K の既知の γ 線ピークに gate をかけたときの γ - γ スペクトル。Level schemeにおいて縦につながる一連の γ 線に Coincidence が見られることが分かる。

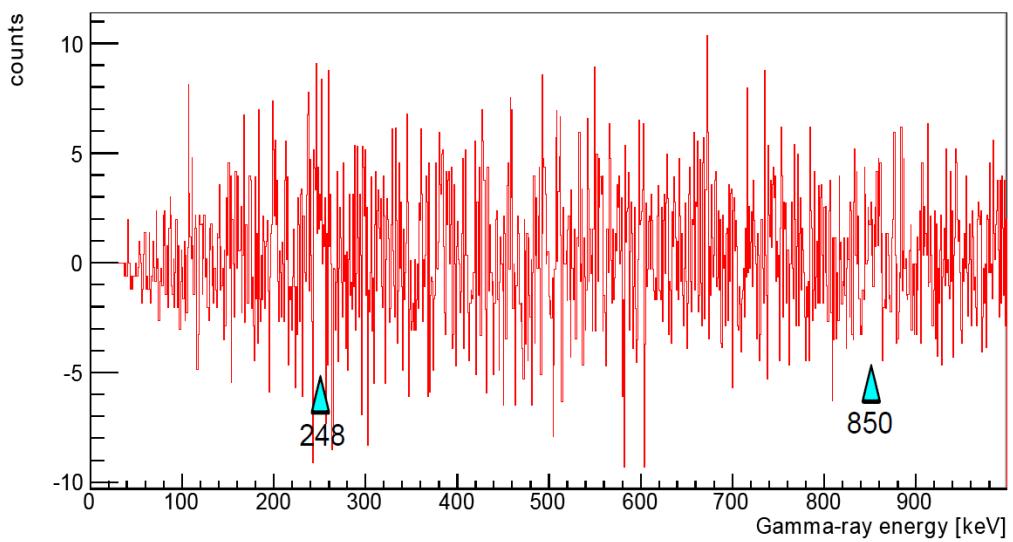


Fig. 7.36 ^{41}K の 1950 keV に gate をかけたときの γ - γ スペクトル。248 keV や 850 keV の γ 線と Coincidence しているように見える。

7.2.8. ^{42}K

Fig. 7.33において、 ^{42}K によるものと考えられる 151 keV の γ 線が見られた。Fig. 7.37 に示した level scheme によると、さらに上の準位からの γ 線が存在するが、今回は生成量が少なかったため、観測されていない。

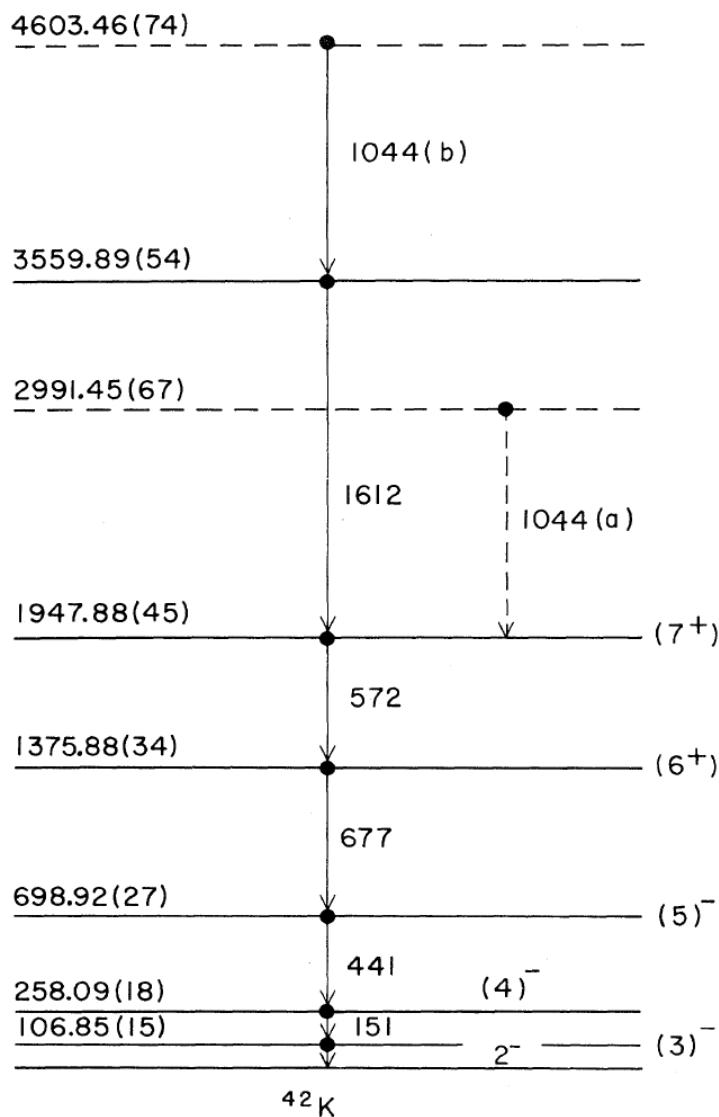


Fig. 7.37 ^{42}K の level scheme

7.2.9. ^{38}Ar

^{38}Ar は複合核から陽子を一つ、 α 粒子を一つ、中性子を二つ放出するチャンネルである。この時のエネルギースペクトルは Fig. 7.19 に示したとおりである。Fig. 7.38 は過去の実験で報告されている ^{38}Ar の level scheme である。この核種は最近になって非常に詳細に調べられているため、新しい γ 線を見つけることはできなかったが、比較的強度の強い γ 線については観測することができた。Fig. 7.39 は一番強度の大きい 2168KeV のエネルギーにゲートをかけたスペクトルである。106KeV、670KeV、1643KeV、1823KeV が強調されていることがわかる。

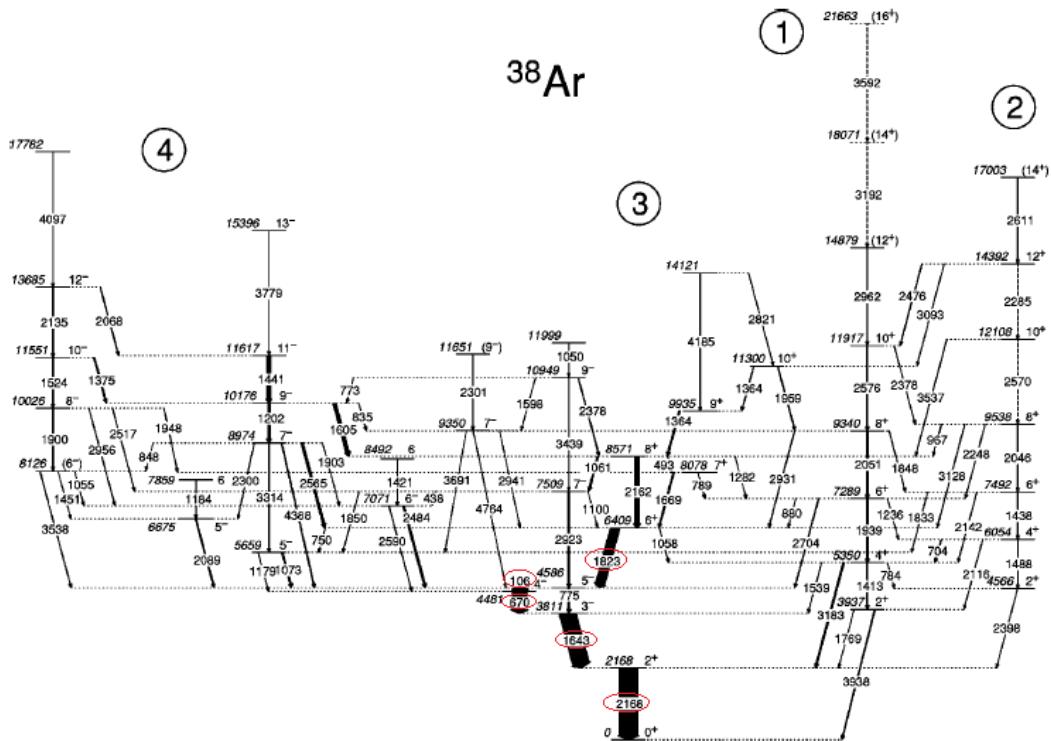


Fig. 7.38 ^{38}Ar の level scheme[1]

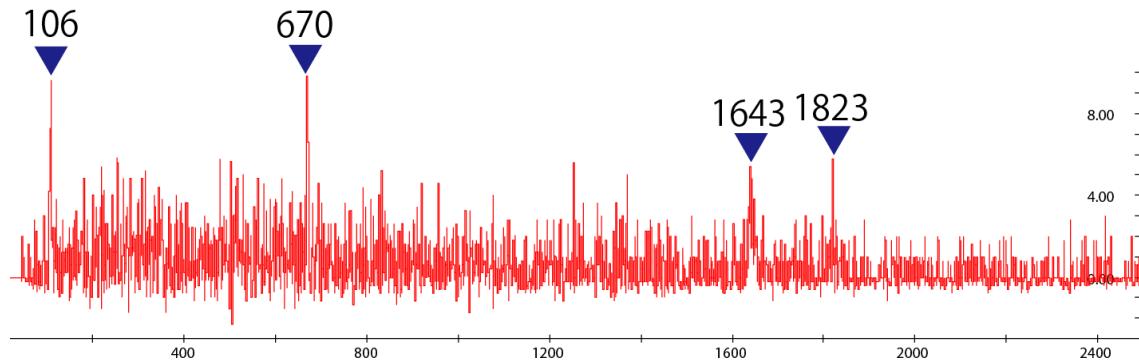


Fig. 7.39 2168keV gate

7.2.10. ^{39}K

まず、 ^{18}O (^{27}Al , α 2n) ^{39}K の反応で生成された ^{39}K 原子核由来の γ 線について示す
(スペクトルはそれぞれ 0~1100, 1000~2100, 2000~3100, 3000~4100ch の範囲を表示

したものである)。緑色の逆△をつけたピークが ^{39}K 原子核由来の γ 線と確認できたものである。逆△の上の数字は γ 線のエネルギー(keV)である。511keV 付近の 3 つのピークは対消滅により放出される 511keV の γ 線が Doppler shift 補正の影響で分かれたものである。

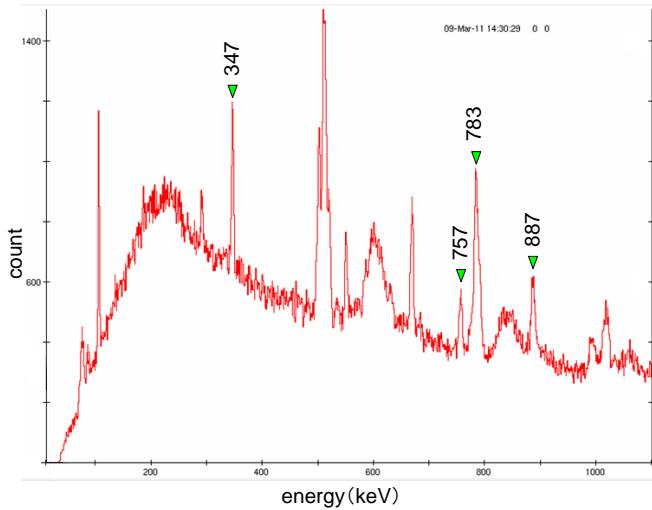


Fig. 7.40 0 ~ 1100keV

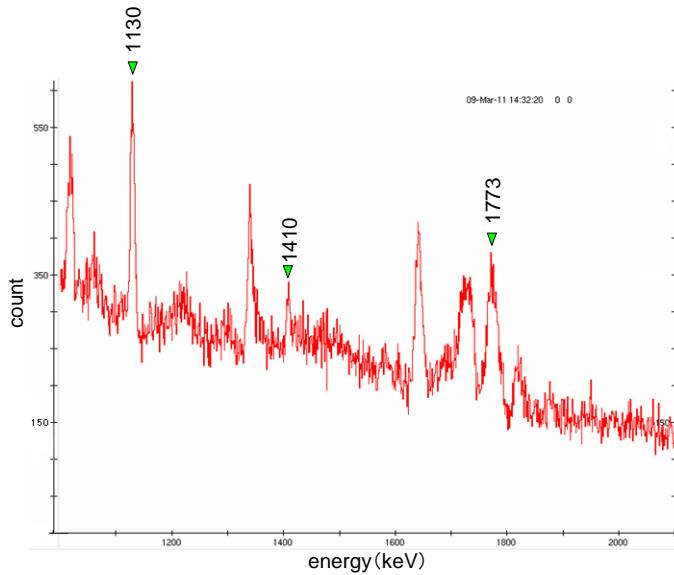


Fig. 7.41 1000 ~ 2100keV

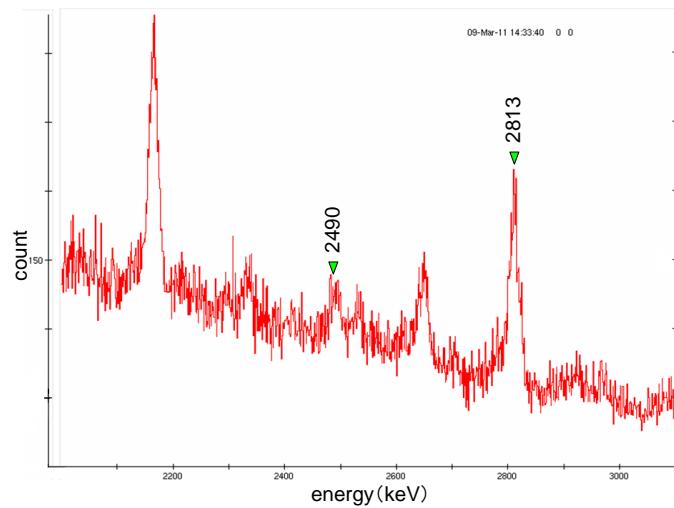


Fig. 7.42 2000 ~ 3100keV

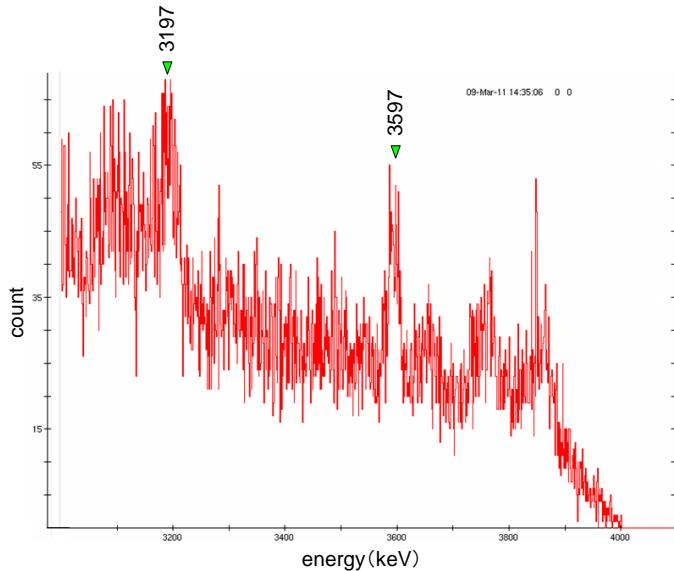


Fig. 7.43 3000 ~ 4100keV

以下に 2813keV・1130keV・783keV にゲートをかけたときのスペクトルと過去の実験で調べられた level scheme を示す。これらのようなスペクトルと level scheme を比較することで ^{39}K 由来の γ 線を特定した。赤色の○で囲ったところが今回確認できた γ 線である。

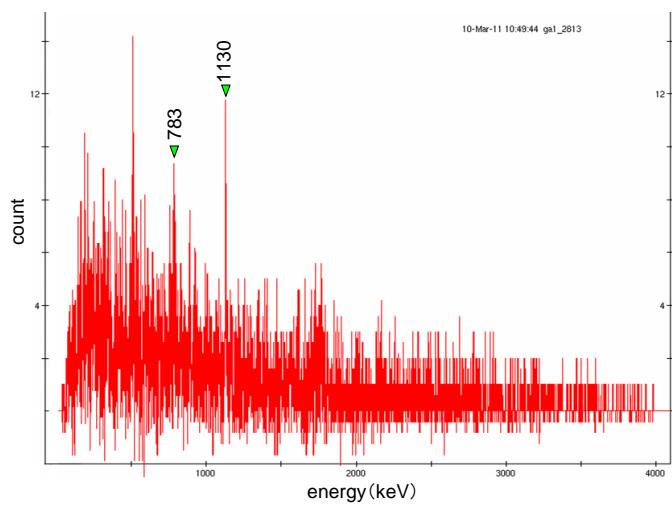


Fig. 7.44 2813keV ゲートスペクトル

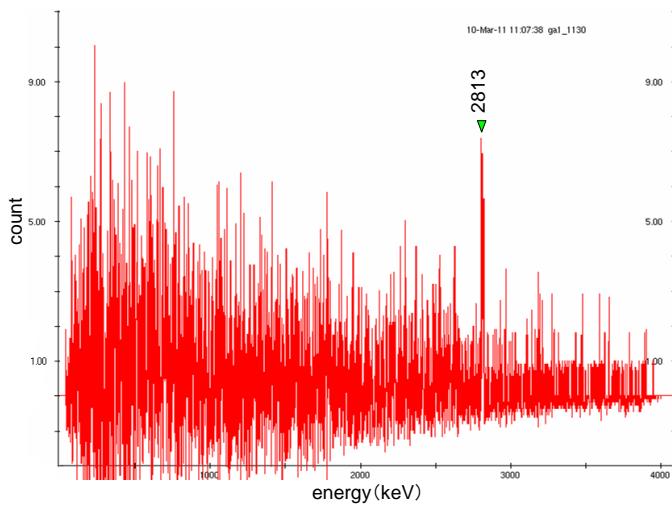


Fig. 7.45 1130keV ゲートスペクトル

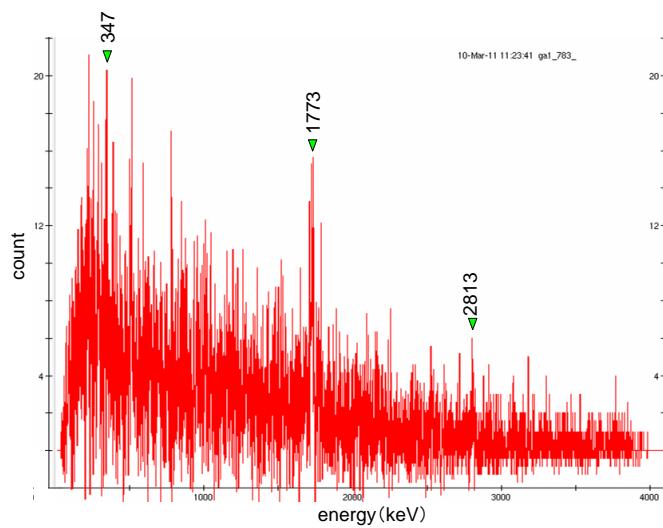


Fig. 7.46 783keV ゲートスペクトル

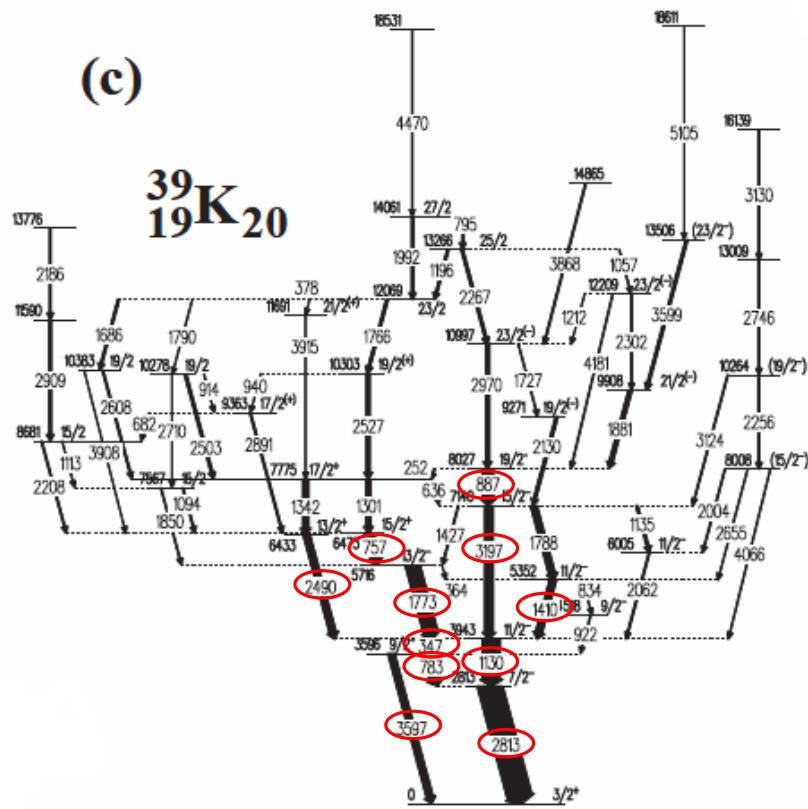


Fig. 7.47 過去の実験で調べられた level scheme [15]

7.2.11. ^{40}K

^{40}K 原子核由来の γ 線と思われるピークと、 ^{40}K 原子核由来の γ 線であることを特定するために比較に用いた level scheme を以下に示す。

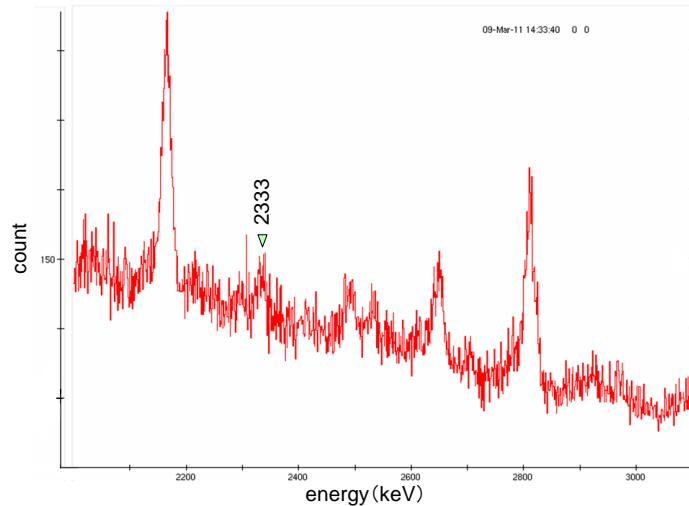


Fig. 7.48 2000 ~ 3200keV のプロジェクションスペクトル

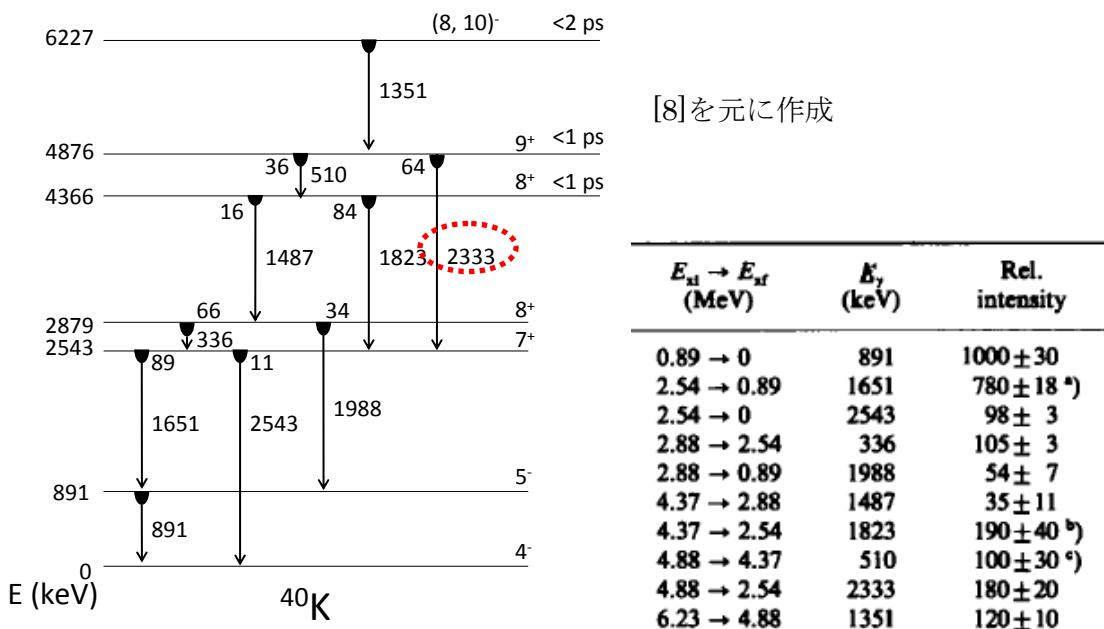


Fig. 7.49 過去の実験により調べられた level scheme と放出される γ 線の相対強度

ここで、この α チャンネルのスペクトルには $1\text{p}1\alpha$ チャンネルの γ 線が数多く混ざっている。以下のスペクトルは、 α チャンネルのスペクトルと、 α チャンネルのスペクトル

から $1p1\alpha$ チャンネル由来の γ 線と思われる $551\text{keV}({}^{39}\text{Ar})$ のピークが消えるようにフ
ァクターをかけて α チャンネルから $1p1\alpha$ チャンネル引いたスペクトルを並べたもの
である。

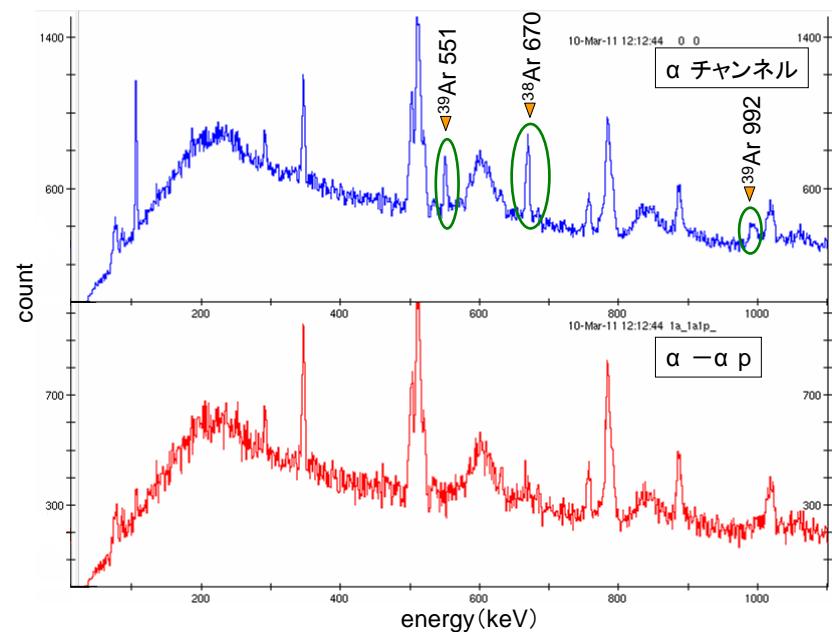


Fig. 7.50 $0 \sim 1100\text{keV}$ の α チャンネルのスペクトル（上）と $\alpha \cdot 1\alpha 1p$ チャンネルの
差スペクトル

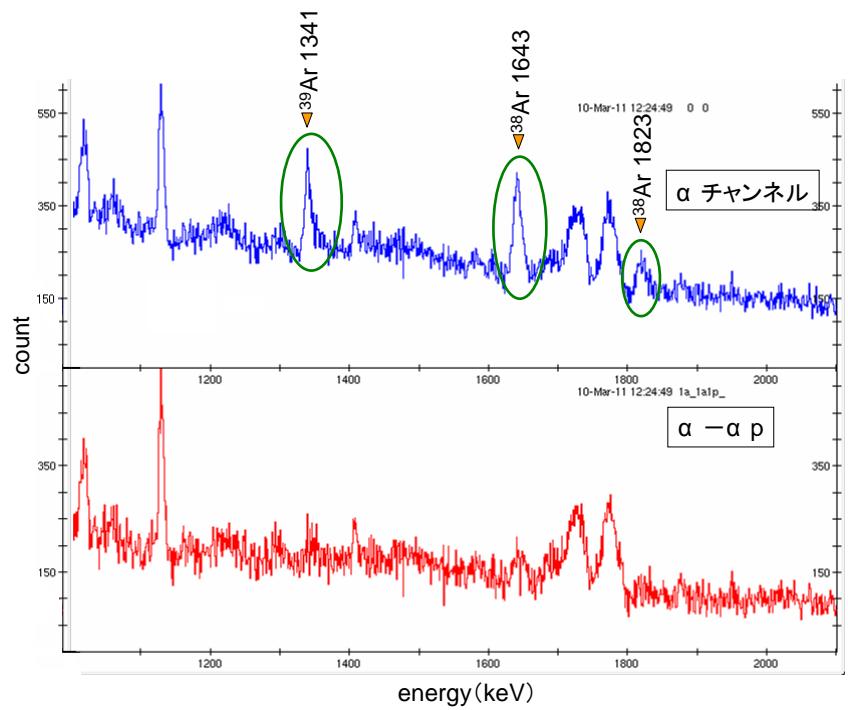


Fig. 7.51 1000 ~ 2100 keV の α チャンネルのスペクトル（上）と $\alpha \cdot 1\alpha 1p$ チャンネルの差スペクトル

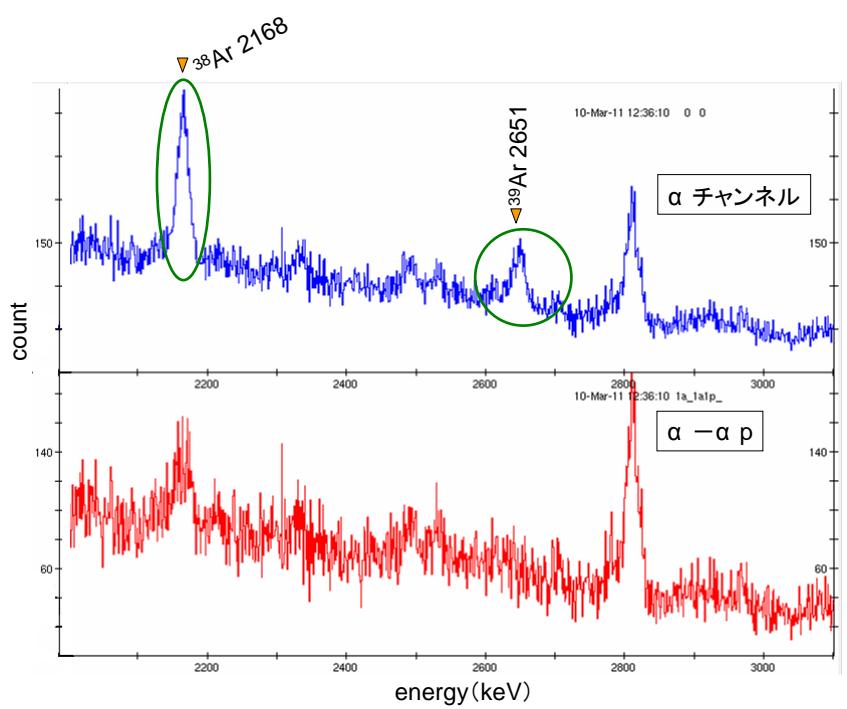


Fig. 7.52 2000 ~ 3100keV の α チャンネルのスペクトル（上）と $\alpha \cdot 1\alpha 1p$ チャンネルの差スペクトル

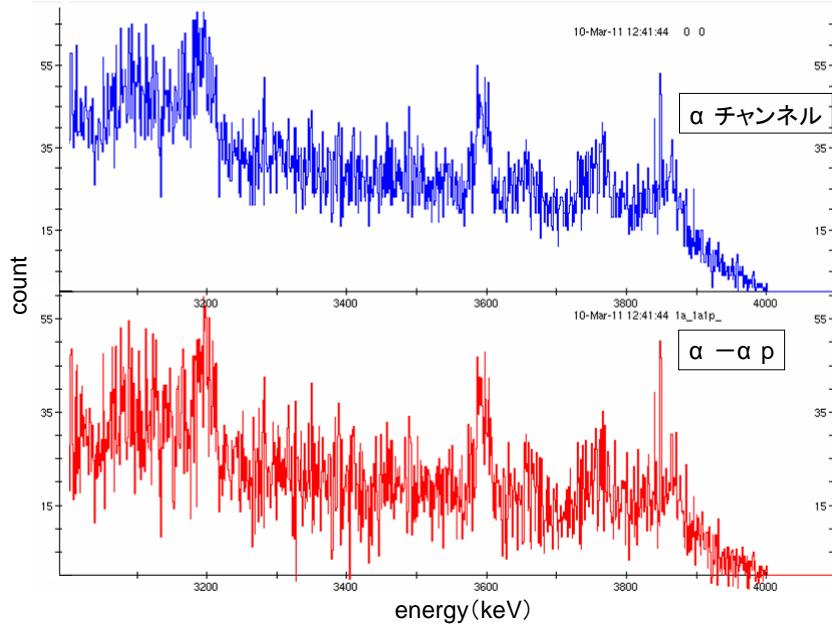


Fig. 7.53 3000 ~ 4100keV の α チャンネルのスペクトル（上）と $\alpha \cdot 1\alpha 1p$ チャンネルの差スペクトル

差をとったスペクトルでは緑色の○で囲ったピークが大きく減少していることがわかる。これらのピークは $1\alpha 1p$ チャンネル由来の γ 線によるものだと考えられたので、それらのピークにゲートをかけてコインシデンス関係を確認した。以下のスペクトルは α チャンネルのスペクトルにおいて 551keV のピークにゲートをかけたスペクトルと、過去の実験で調べられた level scheme である。

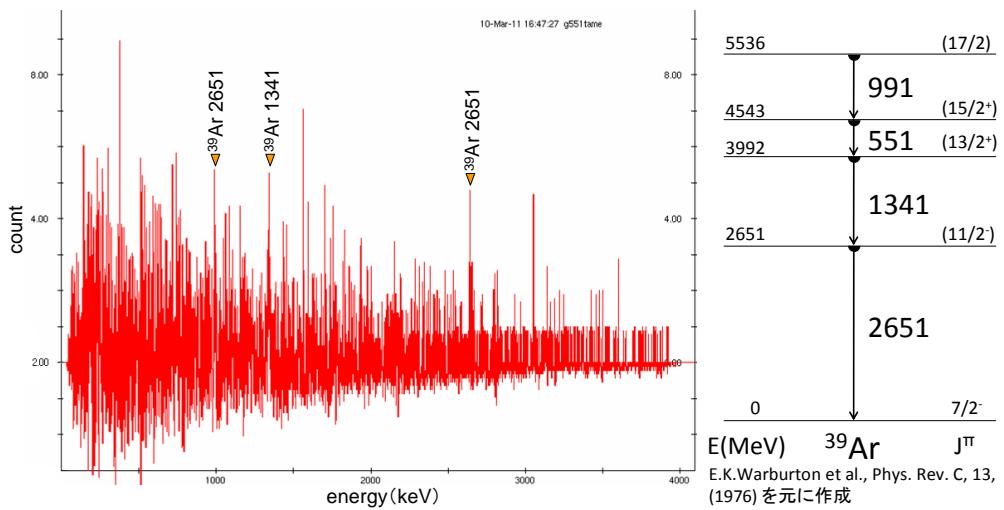


Fig. 7.54 551keV ゲートスペクトルと、過去の実験[4]で調べられた ^{39}Ar の level scheme

$1\alpha 1p$ チャンネル由来の γ 線のエネルギーおよび ^{39}K 由来と思われる γ 線のエネルギーと、過去の実験で調べられている ^{40}K 由来の γ 線のエネルギーを比べてみると、ほとんどの γ 線が $1\alpha 1p$ チャンネル・ ^{39}K 由来と思われる γ 線と近いエネルギーであることがわかる。また、2333keV と思われるピークからわかるように比較的カウント数が少ないため、ゲートをかけてコインシデンス関係を見ても、2333keV 以外の γ 線に関しては ^{40}K 由来かどうか特定できなかった。以下に例として 1823keV にゲートをかけたスペクトルを示す。

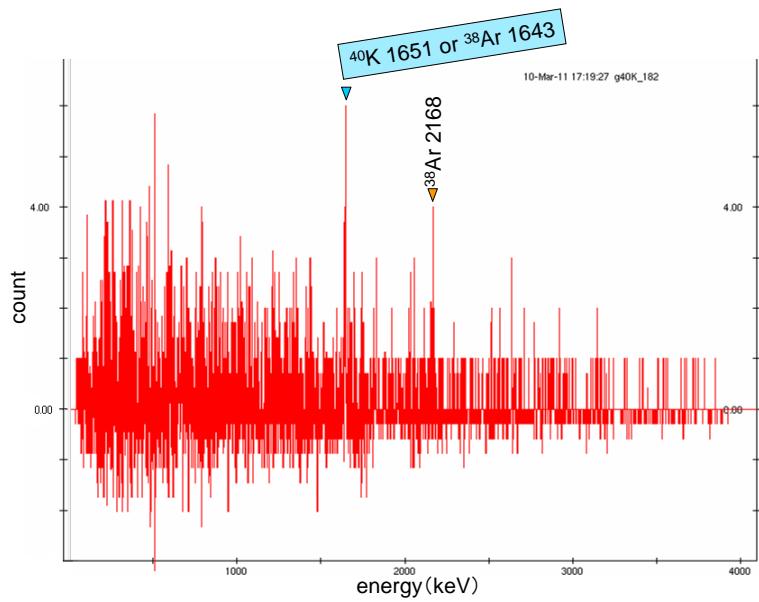


Fig. 7.55 1823keV ゲートスペクトル

8. 議論

8.1. 新しい準位

表は本実験で新しい γ 線が見つかった核種のエネルギー準位とその準位からの γ 線をまとめたものである。赤で示したもののが今回新たに発見することができた γ 線である。

	level energy(KeV)	γ -ray energy(KeV)
^{39}Ar	2651	2651
	2837	186
	3667	830
	3992	1341
	4543	551
	5269	725
	5536	991
<hr/>		
^{41}K	1294	1294
	1677	1677

	2527	850
	2762	1468
	2774	247
	3897	1123
	4274	1500
		1513
	4983	708
	6224	1950
³⁶ Cl	788	788
	1165	1165
	1951	786
	2518	1730
	2810	292
		2022
	4294	1776
	5313	1019
		2795
	5930	617

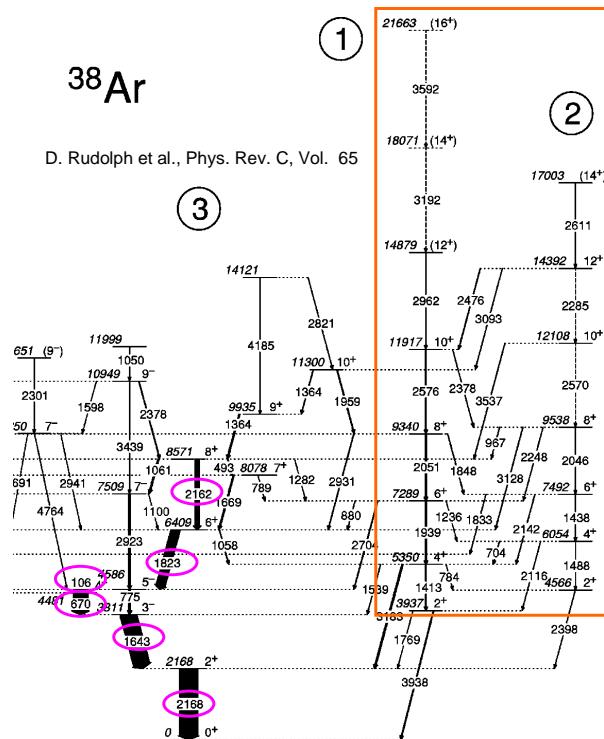
表 8.1 新しい γ 線が見つかった核種において確認できた γ 線の一覧

8.2. 将来性

Fig は ³⁸Ar の level scheme の一部である。ピンク色の○で囲んだところは今回の実験で確認できた γ 線である。オレンジ色の四角で囲んだ部分は回転準位を表している部分である。

今回の実験は、測定時間が実質 3 時間程度であったが、右図に示したように強度の大きい γ 線に関しては全て確認することができた。また、他の核種についてもいくつかの新しい γ 線、あるいは新しい γ 線の候補を発見することができた。そのため、測定時間を十分に確保できれば今回のセットアップを用いて回転準位まで見える可能性がある。もし回転準位まで見ることができれば、その原子核の変形の度合いなどが議論できるので、非常に有用なデータになることが期待される。

さらに、今回確立した Si-ball による doppler broadening の補正は doppler shift を用いた寿命を測定の際にも非常に有用で、この補正方法を用いることでより高分解能で寿命の測定が可能になる。



8.3. 改良点

- 今回用いた Si 検出器は比較的薄いものであったので、Si 検出器から得られたエネルギースペクトルには検出した荷電蒸発粒子の全エネルギー E と、荷電蒸発粒子が検出器を突き抜けた際のエネルギー損失 ΔE とが混じってきている。荷電蒸発粒子が突き抜ける非常に薄い Si 検出器と、荷電蒸発粒子が検出器内で止まる厚い Si 検出器を用いて $\Delta E - E$ を測定することで、荷電蒸発粒子の正確なエネルギーの測定・より正確な粒子識別が可能になると考えられる。
- 今回の実験では中性子の検出は行わなかったので、中性子の検出を可能にすることで⁴⁰Kのようにエネルギーの似通った γ 線を放出する生成核が他に存在している場合でも核種の識別が可能になると考えられる。

- 今回のセットアップでは Ge 検出器 12 台あるうちの 4 台には Anti-Compton 用の BGO 検出器がついていなかった。これら 4 台の Ge 検出器にも BGO 検出器をつけることができればさらに S/N を向上できる可能性がある。
- ^{18}O 一次ビームの強度を最大にするより前に、Al の degrader が発熱し溶けてしまったため、degrader を融点の高いものに変える。

まとめ

本研究では、核融合反応を用いた γ 線測定において生じる問題点を解決し、より S/N や分解能の優れた γ 線測定器システムの構築を行った。今回構築した γ 線測定器システムでは、大型の高純度 Ge 検出器 12 台を用いて複数の γ 線を高い検出効率で同時測定する。12 台の Ge 検出器のうち 8 台には、Compton 散乱によるバックグラウンドを低減するために BGO 検出器を取り付けた。また、核融合反応によって生じる非常に多種類の生成核を識別するため、30 枚の Si 検出器から成る Si-ball でターゲットを 4π 近く囲んでいる。この Si-ball を用いて、蒸発粒子の放出方向と速度をとらえることで、生成核が受けた Recoil を計算し、Doppler shift の広がりを補正する。

この γ 線検出器システムの評価を行うため、テスト実験を行った。実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の 不安定核ビームライン (EN コース) において行われた。今回は、超変形状態の回転準位が見つかっている ^{40}Ca 付近の原子核について研究することを想定し、ターゲットとして厚さ $0.8\mu\text{m}$ の ^{27}Al foil、ビームとしてエネルギー 70Mev の $^{18}\text{O}^{6+}$ を用いて核融合反応の測定を行った。

実験の結果、BGO 検出器によってバックグラウンドを 59.7% に低減することができた。このとき、 γ 線ピークは 2168keV で 95% を維持している。また、Si-ball を用いた生成核種の識別により、放出する陽子・ α 粒子の数が異なるチャンネルの γ 線を分別することができた。ただし、Si-ball の検出効率が良くなかったため、蒸発粒子の少ないチャンネルのスペクトルに蒸発粒子の多いチャンネルの核種が混ざってしまっている。さらに、Si-ball を用いて蒸発粒子の放出方向とエネルギーを得ることで、Doppler shift によるピークの広がりを $1\alpha 1p$ チャンネルで 41% にまで抑えることができた。

以上のような S/N 及び分解能の改善により、生成核種について詳細な解析ができるようになった。これにより、合計 9 つの核種が生成していることが確認された。そのうち、 ^{39}Ar 、 ^{36}Cl 、 ^{41}K の 4 つの核種で、これまで報告されていない新しい γ 線と考えられる候補が見つかった。

今回の実験データの場合、測定時間は実質 3 時間程度であった。これを考慮すると、数日間かけて統計を増やすことで、回転準位による γ 線が観測できると考えられる。このように、本研究で構築した γ 線検出器システムが、原子核の構造について議論できるような実験につながる性能を持つことが確認できたと言える。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々の協力、助言をいただきました。お世話になった皆様に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] D. Rudolph et al. (2002). Phys. Rev. C65, 034305.
- [2] E. Ideguchi et al. (2010). <http://www.s.u-tokyo.ac.jp/press/press-2010-09.html>.
- [3] E. Ideguchi et al. (2001). Phys. Rev. Lett. 86, 222501.
- [4] E. K. Warburton et al. (1976). Phys. Rev. C13, 1762-1764.
- [5] E. K. Warburton et al. (1976). Phys. Rev. C14, 996-1009.
- [6] F. Puhlhofer. (1977). Nucl. Phys. A284. 267-284.
- [7] G. F. Knoll. (n.d.). 放射線計測ハンドブック.
- [8] H. H. Eggenhuisen et al. (1977). Nucl. Phys. A285, 167.
- [9] H. H. Eggenhuisen et al. (1978). Nucl. Phys. A299, 175-188.
- [10] J. F. Ziegler. (1980). NIM 168, 17-24.

- [11] P. Gorodetzkey et al. (1973). Phys.Rev.Lett. 31, 1067-1070.
- [12] P. Herges et al. (1981). Nucl. Phys. A372, 253-280.
- [13] P. J. Nolan et al. (1994). Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 44, 561.
- [14] T. Kuroyanagi et al. (1992). NIM A316, 289-296.
- [15] Th. Anderson et al. (1999). Eur. Phys. J. A6, 5-8.
- [16] 八木 浩輔. (n.d.). 原子核物理学 基礎物理科学シリーズ 4.
- [17] 野中 到. (n.d.). 原子核 実験物理学講座 27.

付録

(A) BGO 検出器の光電子増倍管 gain 合わせ

以下に、8台のBGO それぞれの光電子増倍管のgain調整後のエネルギースペクトルを示す。線源は ^{137}Cs を用いた。いくつかの光電子増倍管に不具合が見られ、完全には調整できていない。中でも信号が出ていないものについては、実験では接続しなかった。また、SFC28(slotA3)のJの光電子増倍管については、実験直前にHi-Vケーブルを誤って切断してしまったため使用していない。

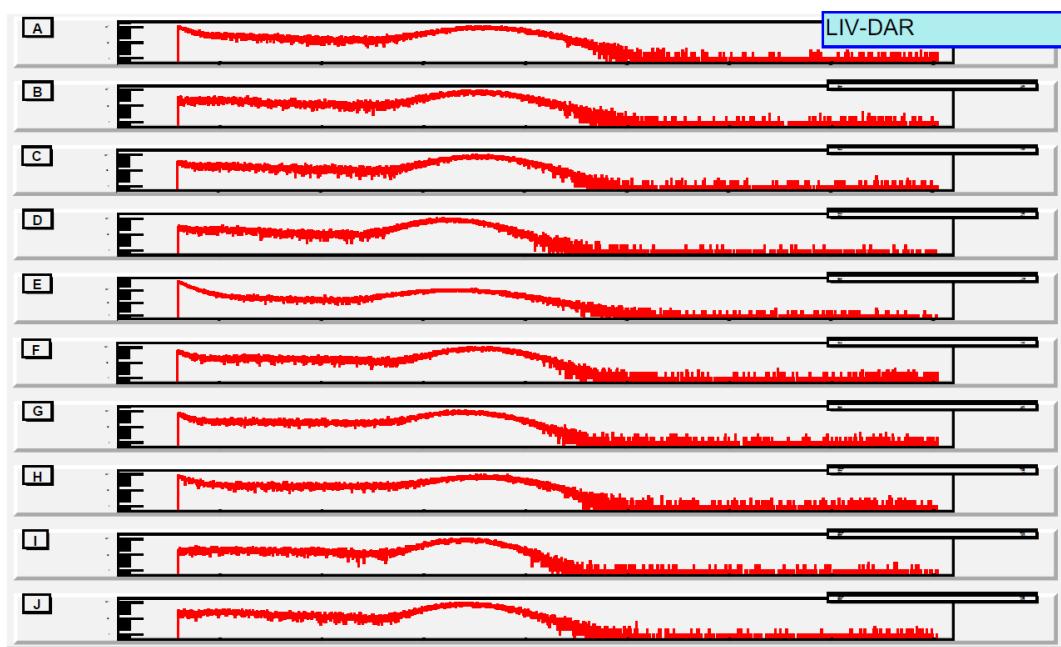


Fig. 8.1 BGO LIV-DAR (slotA1)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

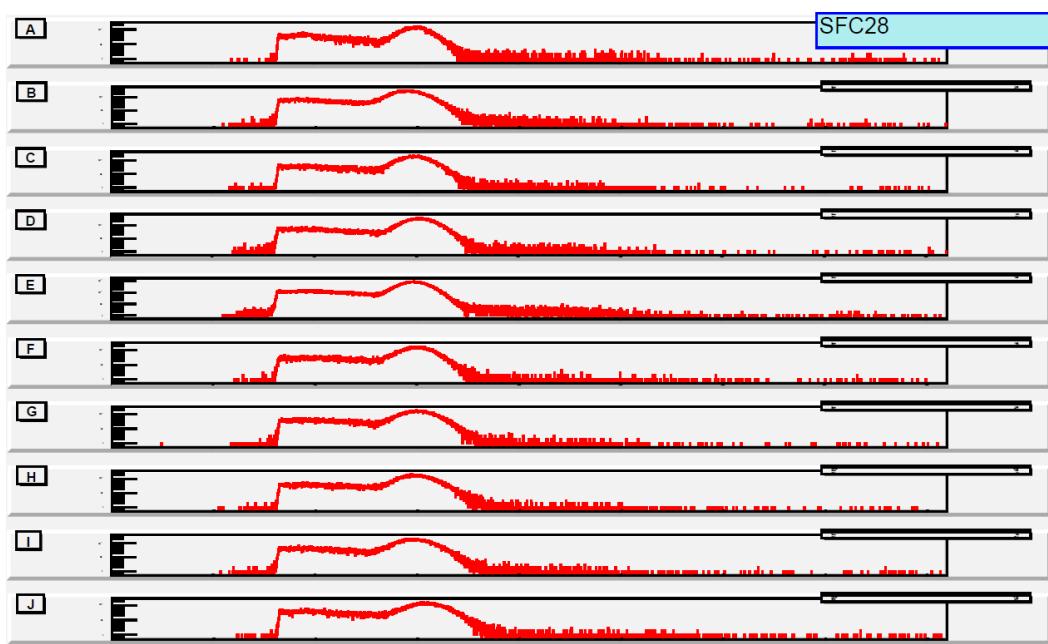


Fig. 8.2 BGO SFC28 (slotA3)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

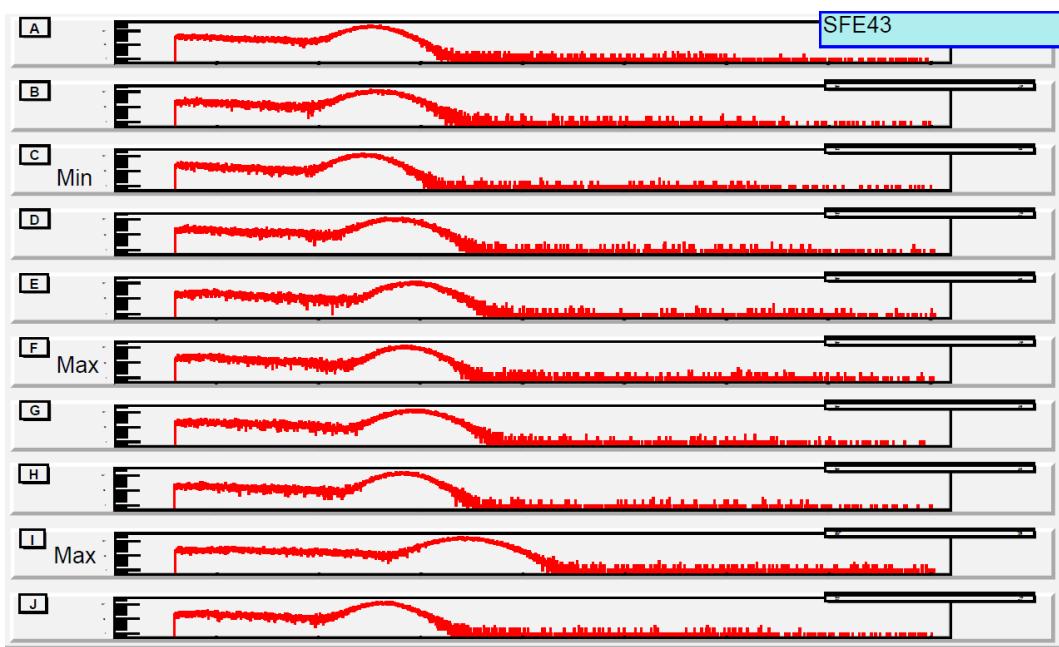


Fig. 8.3 BGO SFE43 (slotC1)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

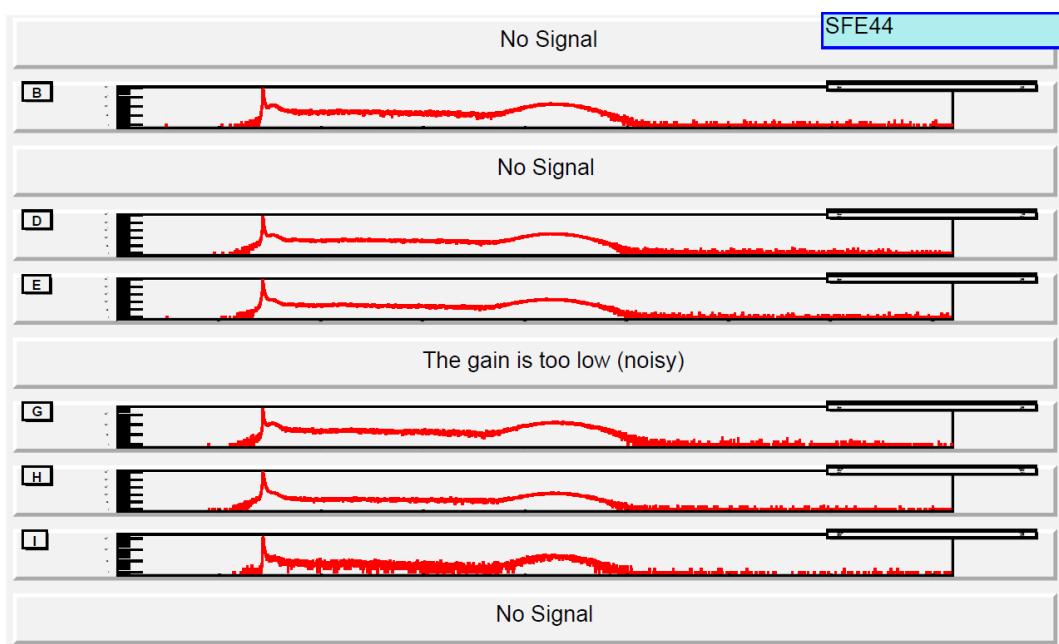


Fig. 8.4 BGO SFE44 (slotC2)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

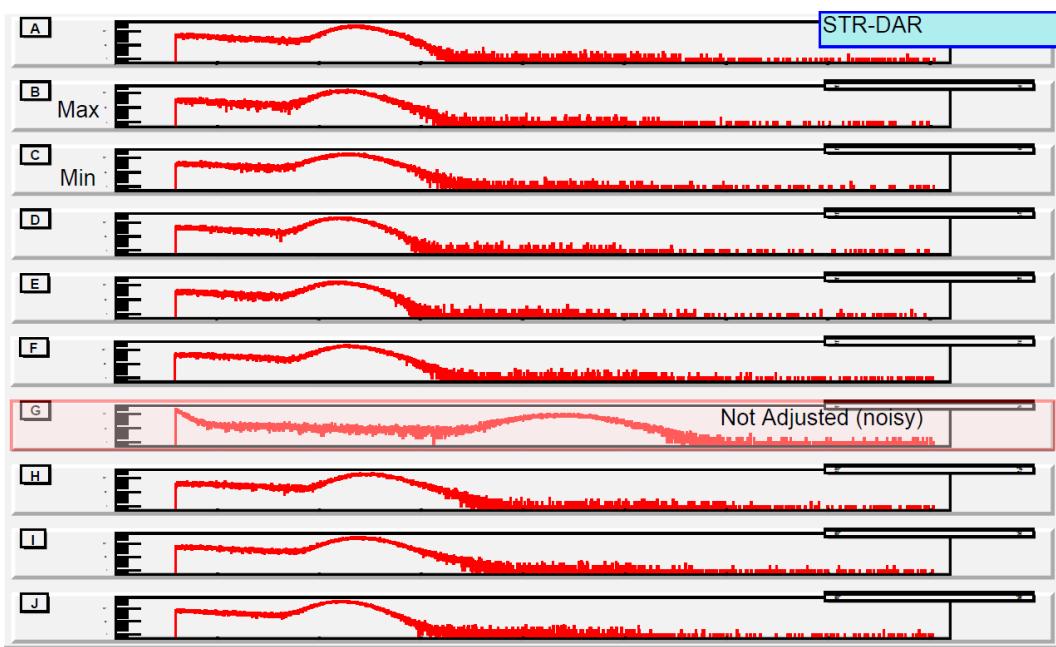


Fig. 8.5 BGO STR-DAR (slotA2)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

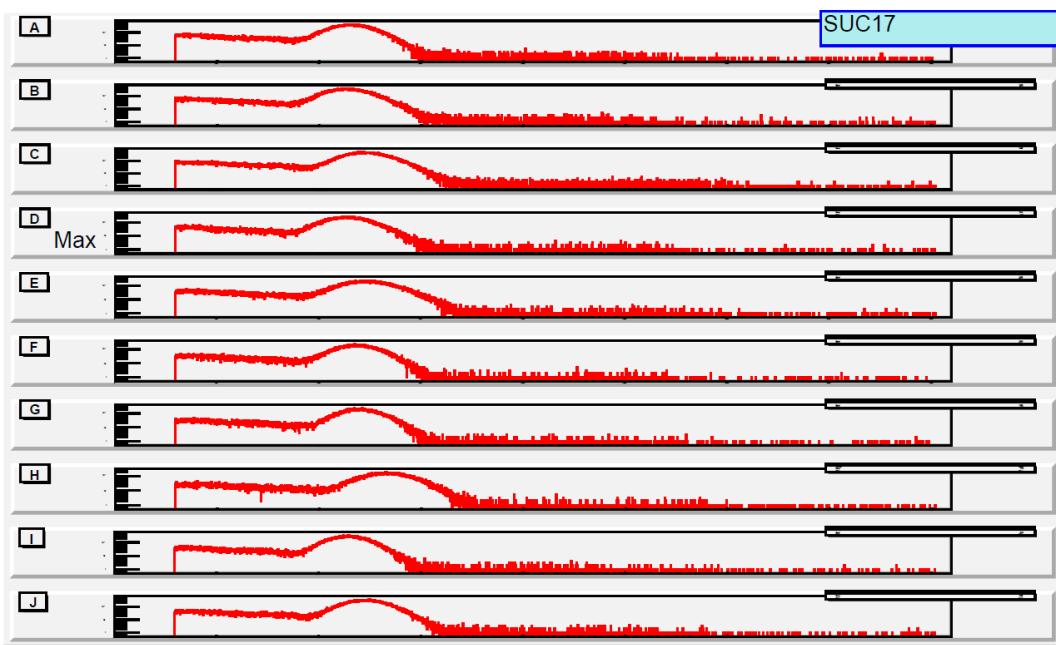


Fig. 8.6 BGO SUC17 (slotA4)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

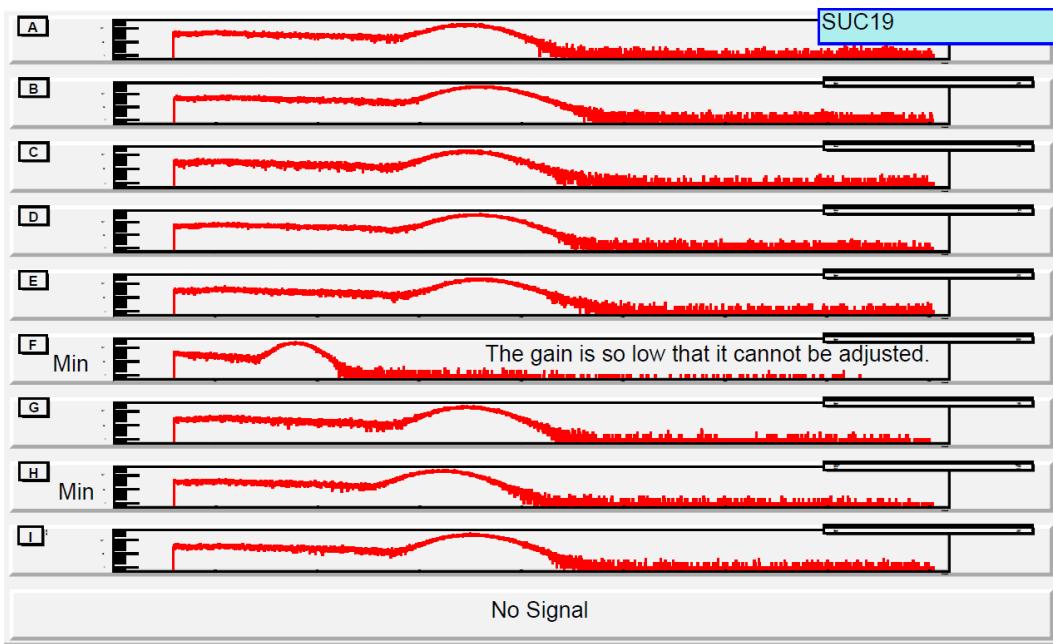


Fig. 8.7 BGO SUC19 (slotC4)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

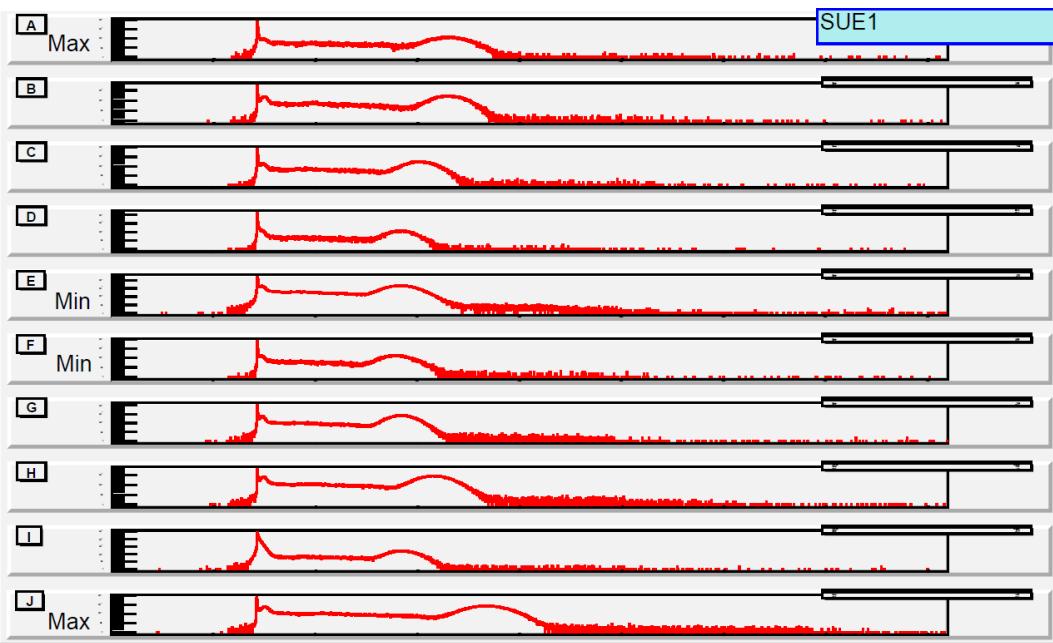
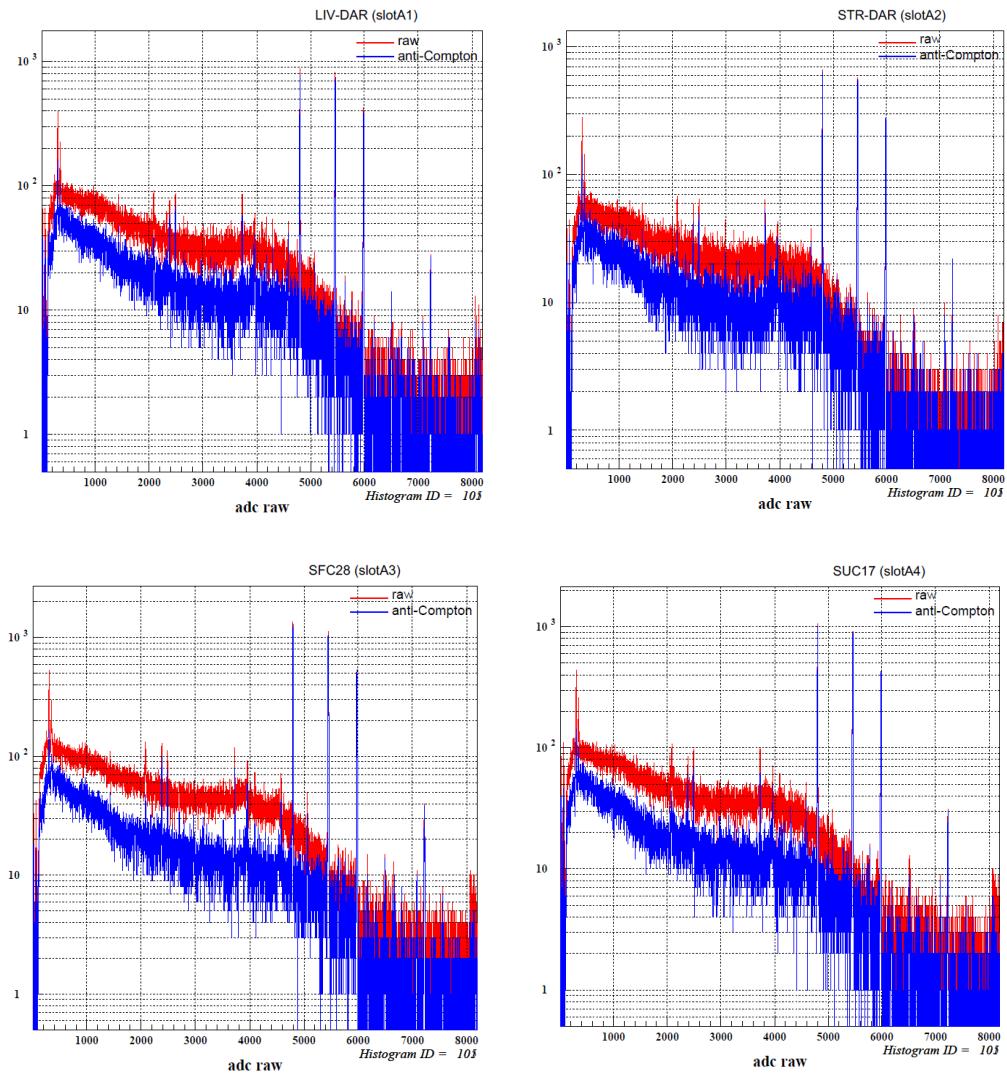


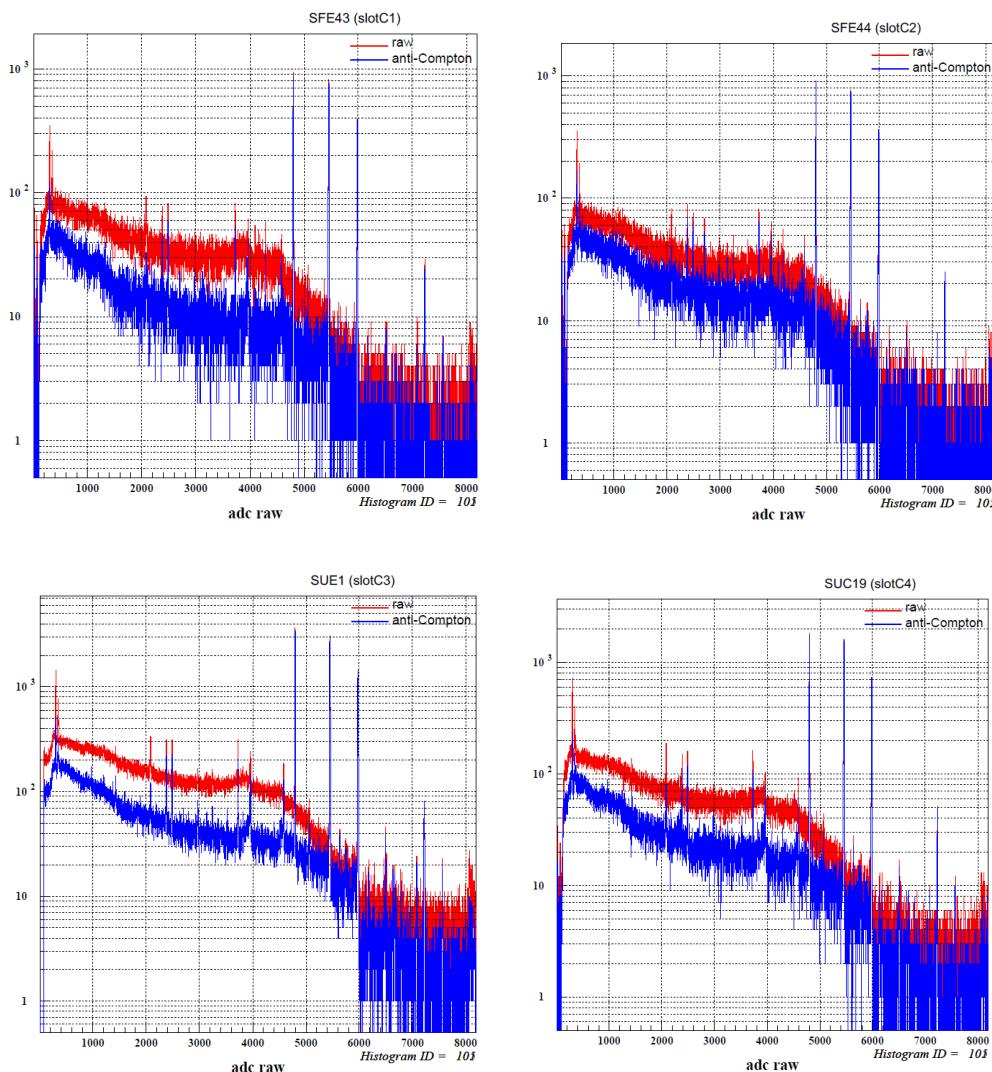
Fig. 8.8 BGO SUE1 (slotC3)の各光電子増倍管のエネルギースペクトル

(B) BGO 検出器による anti-Compton のテスト

実験で用いた BGO 検出器について事前に ^{60}Co 線源を用いて anti-Compton のテストを行った。その際の Ge 検出器のエネルギースペクトルを示す。BGO の TDC に

において、750~1750ch の部分に入ったイベントについて除くことで anti-Compton を行った。

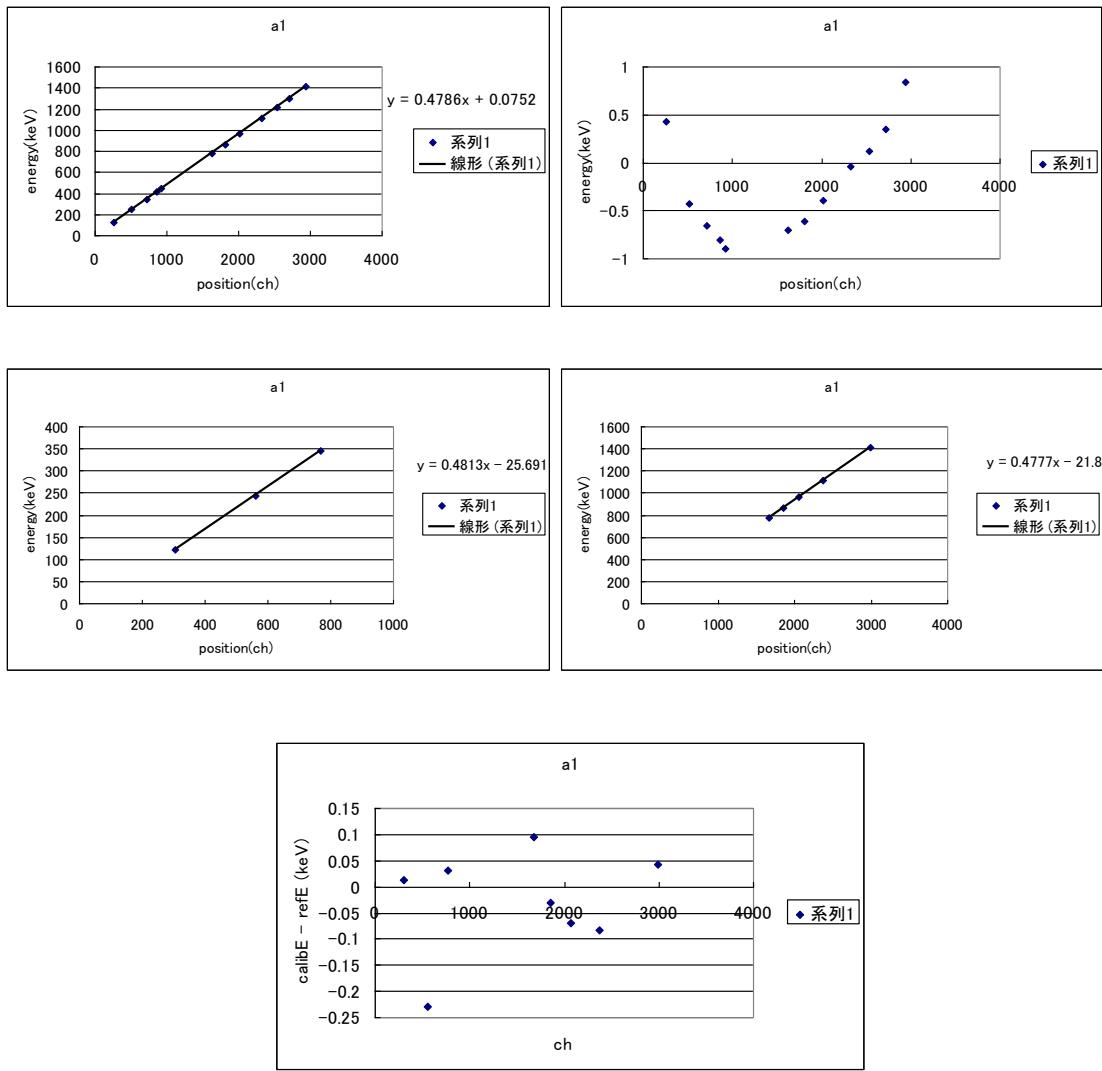




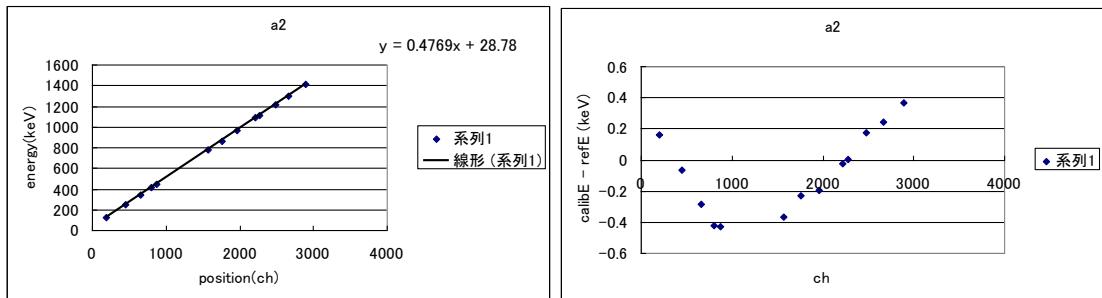
(C) Ge 検出器の Energy calibration

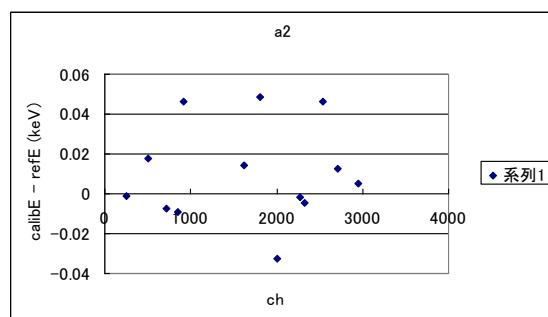
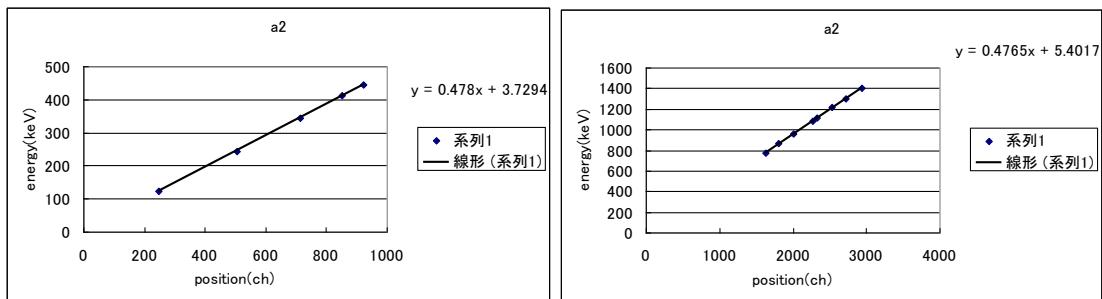
12 台の Ge 検出器それぞれの Energy calibration の結果(1 次直線によるフィッティング・Reference 値との差・2 本の 1 次直線によるフィッティング・Reference 値との差)を以下に載せる。

Slot: A1 GUOC15

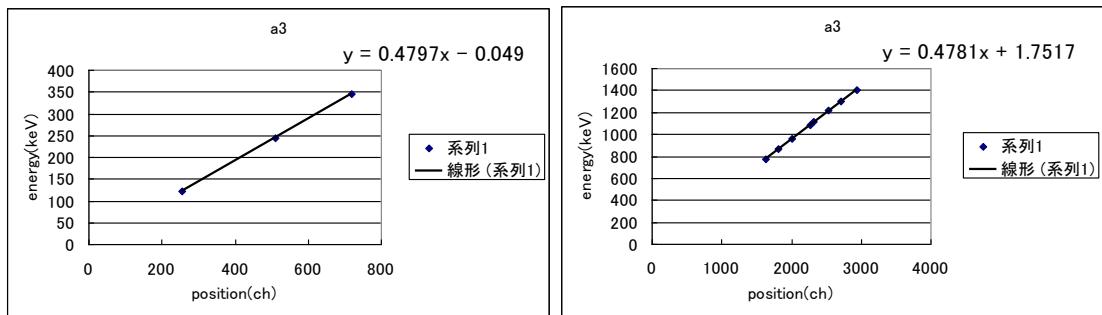
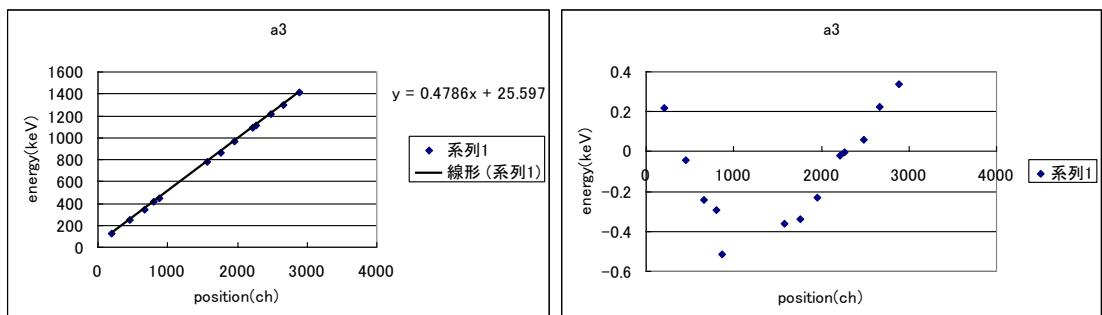


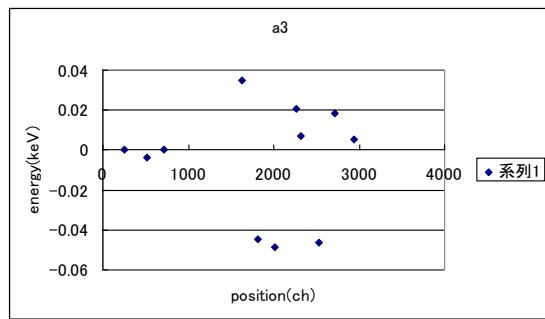
Slot: A2 GFOC27



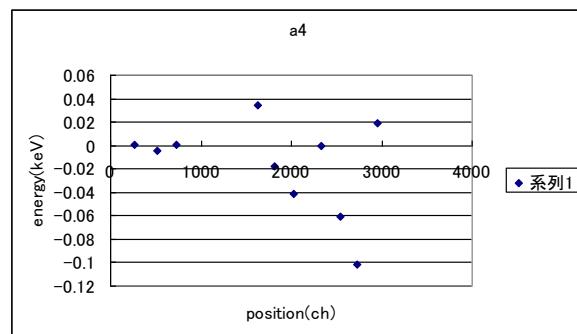
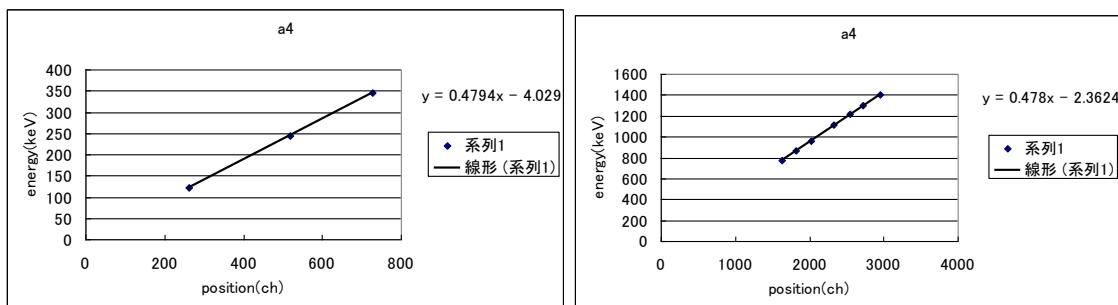
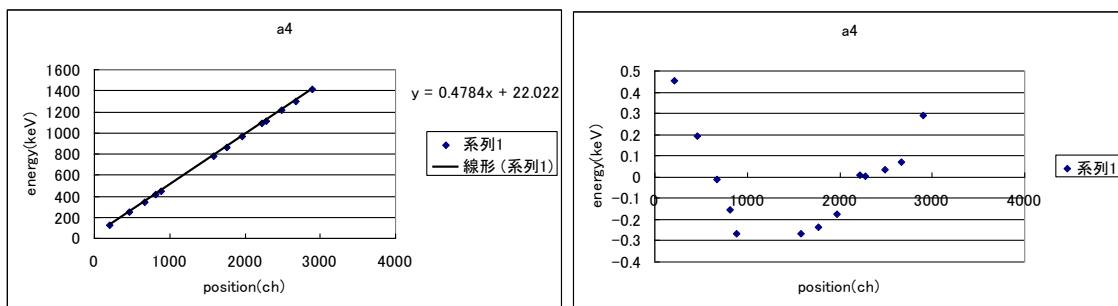


Slot: A3 GUOC9

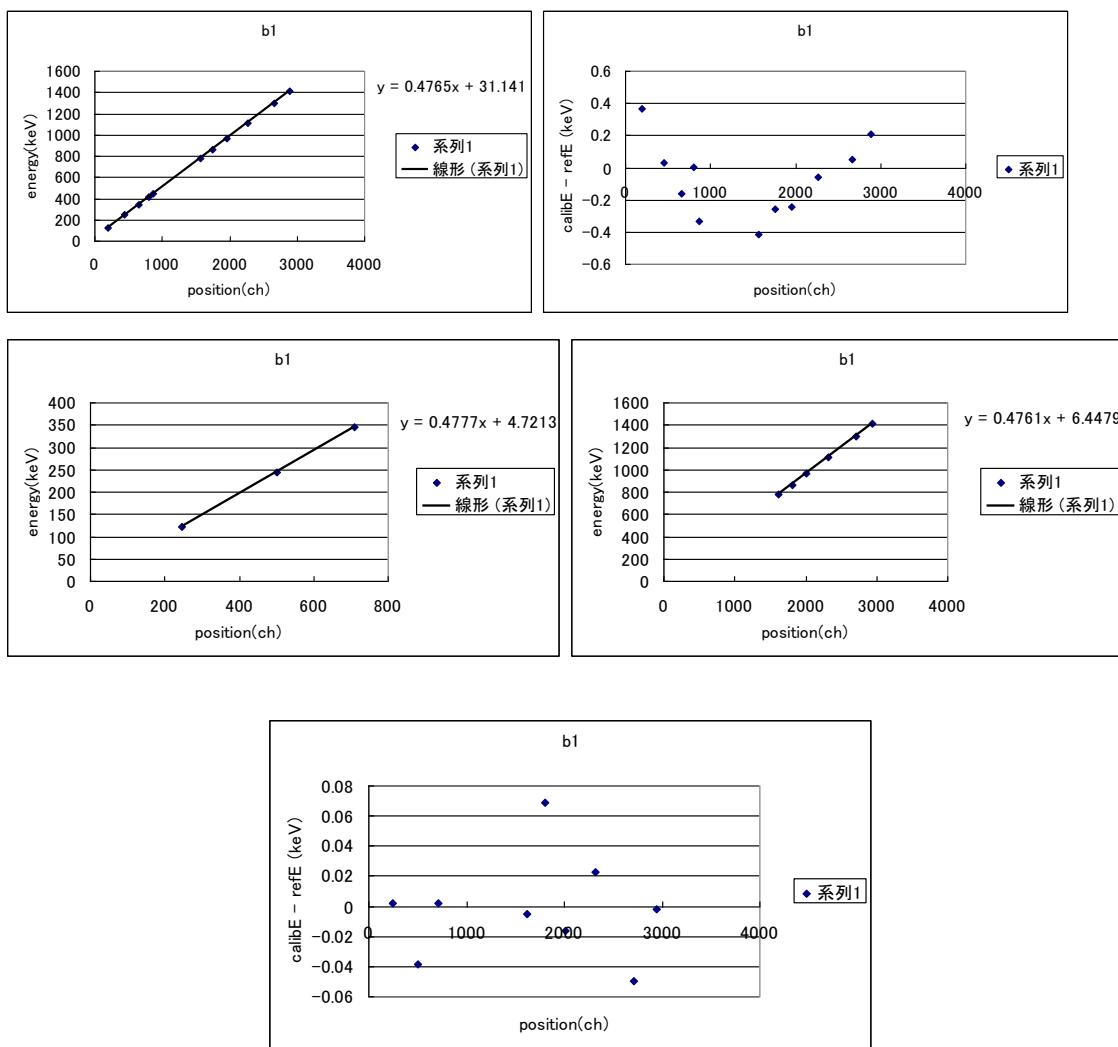




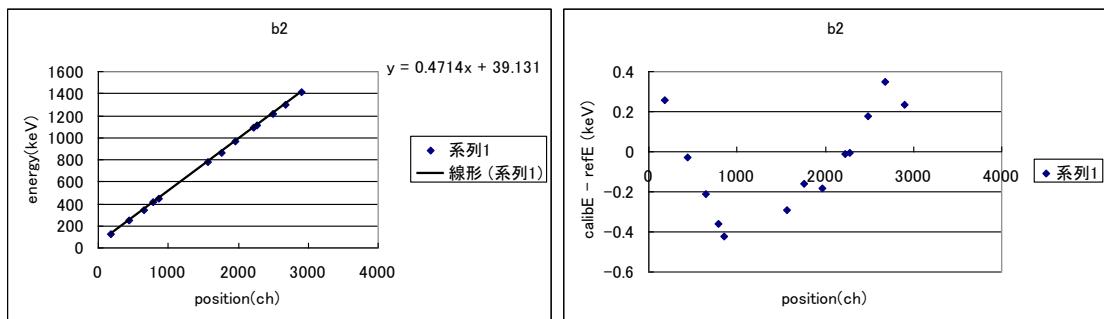
Slot: A4 GFIC47

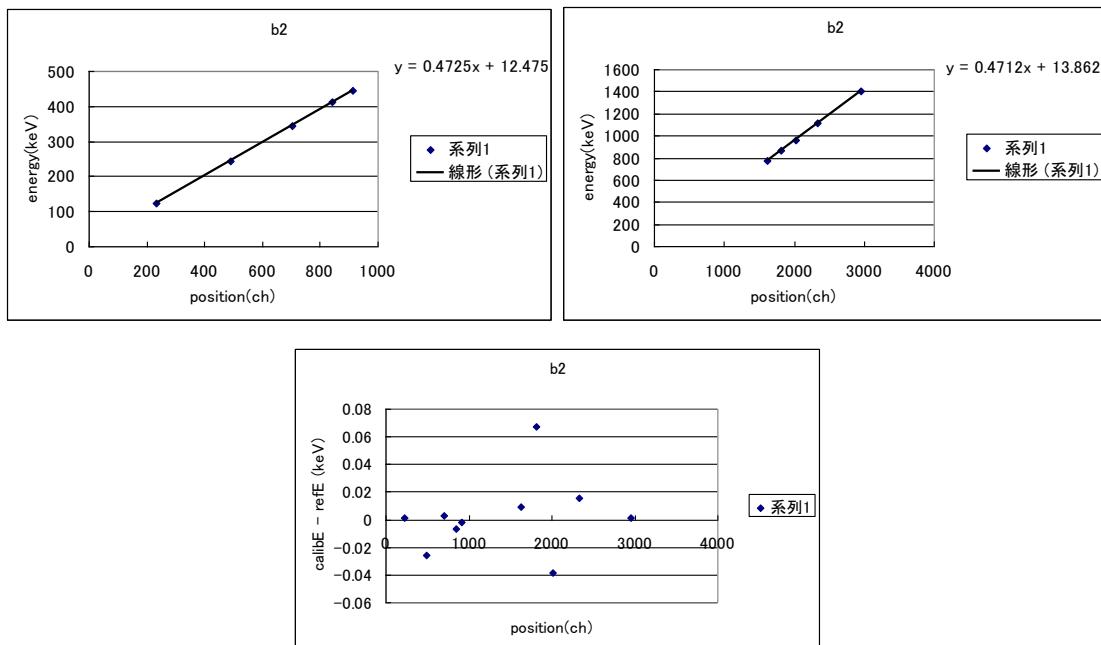


Slot: B1 GFIC39

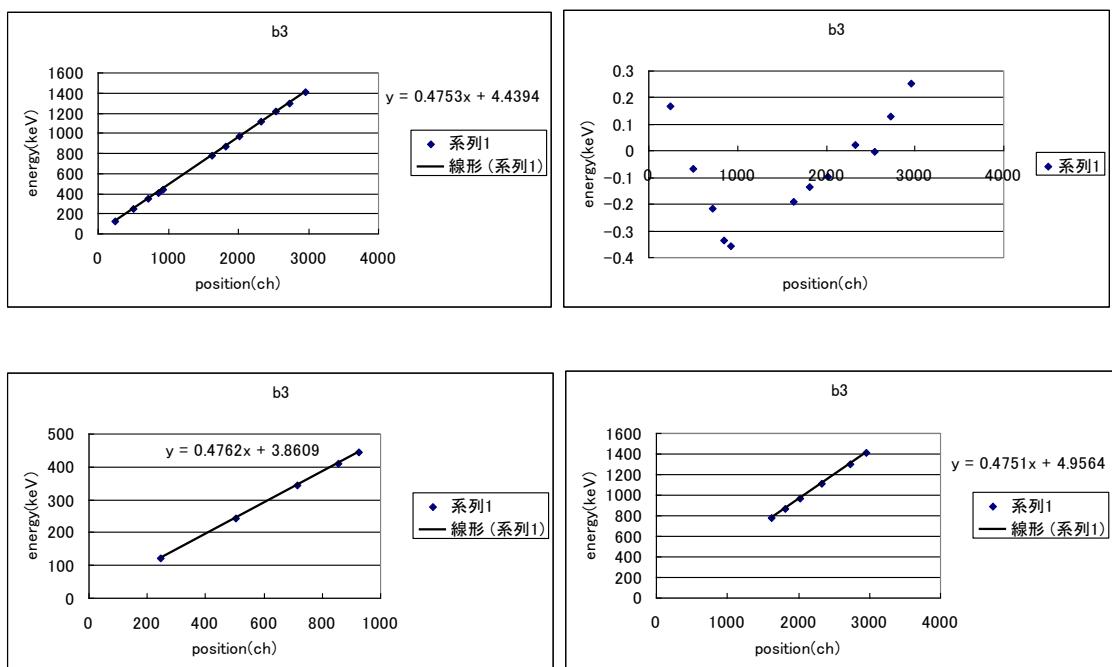


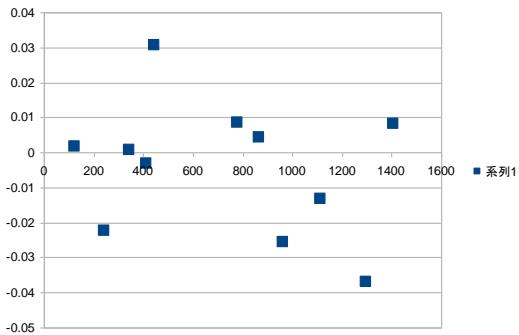
Slot: B2 GFIC44



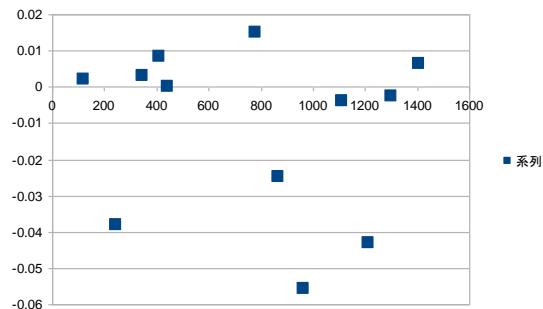
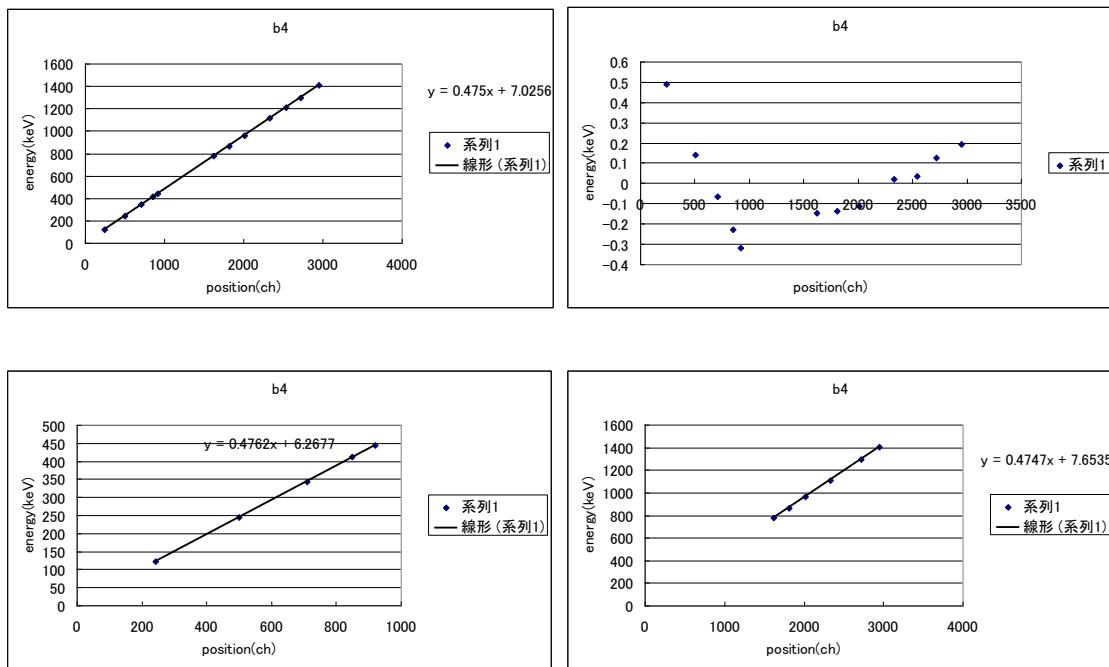


Slot: B3 GFIC38

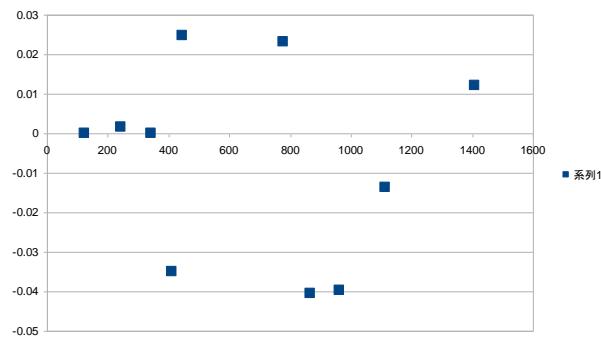
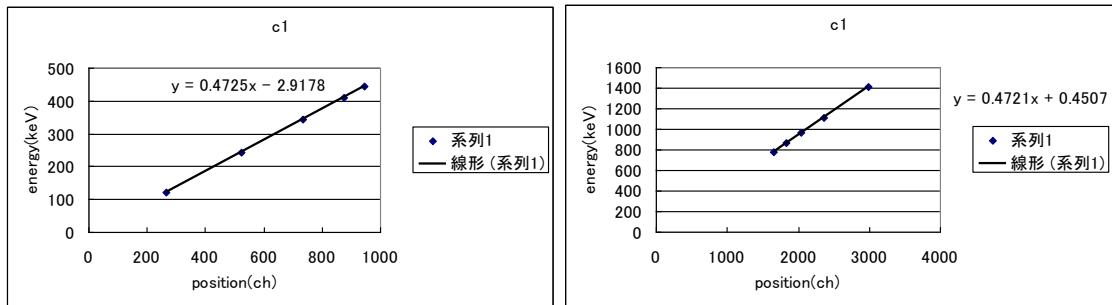
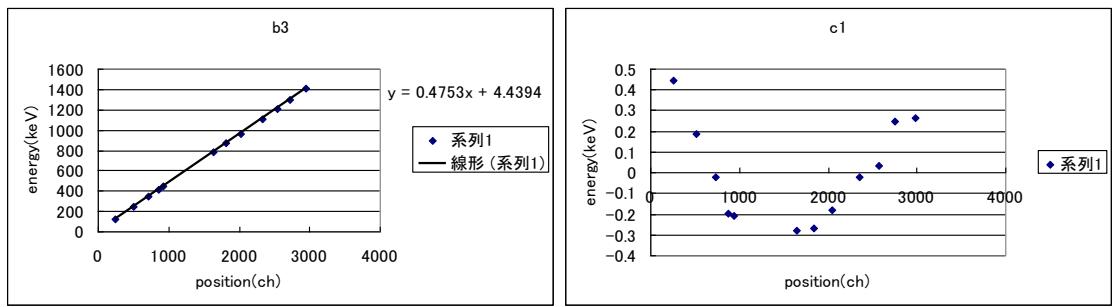




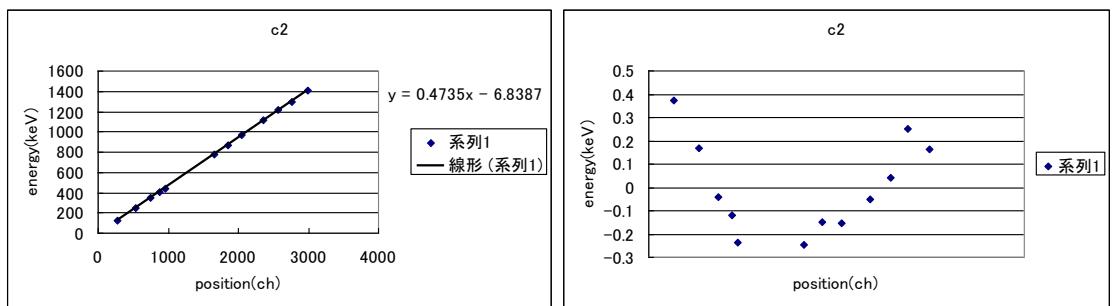
Slot: B4 GUOC11

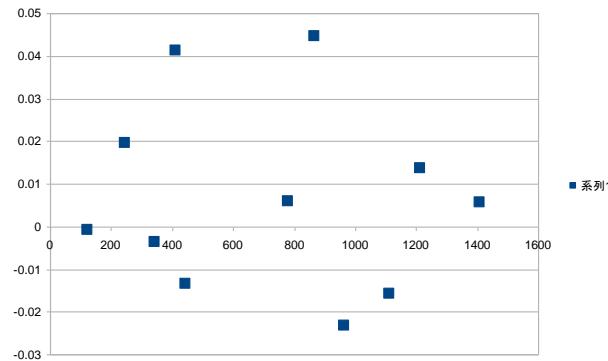
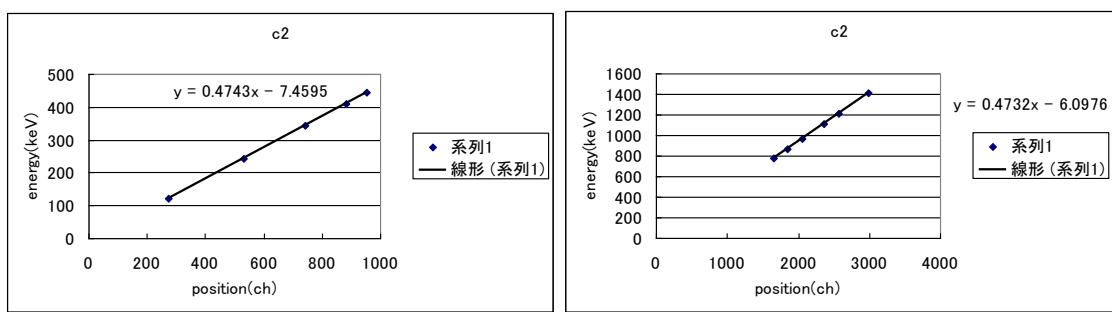


Slot: C1 GFIC37

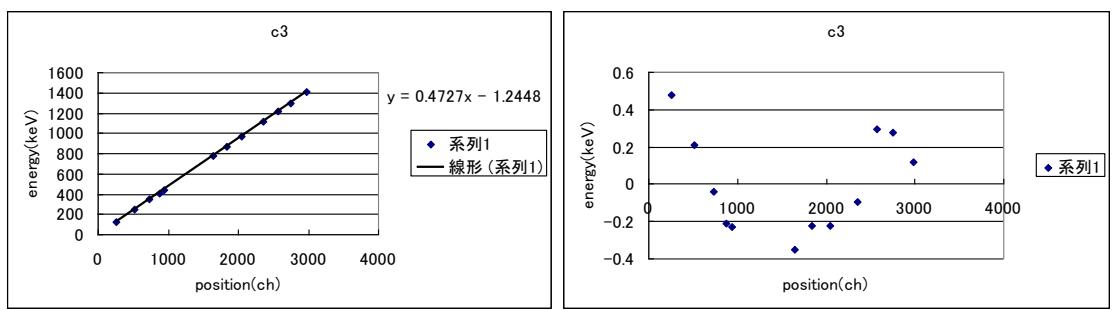


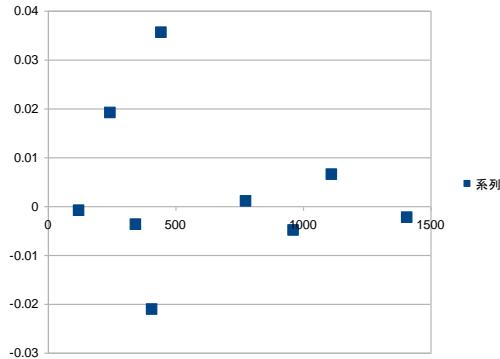
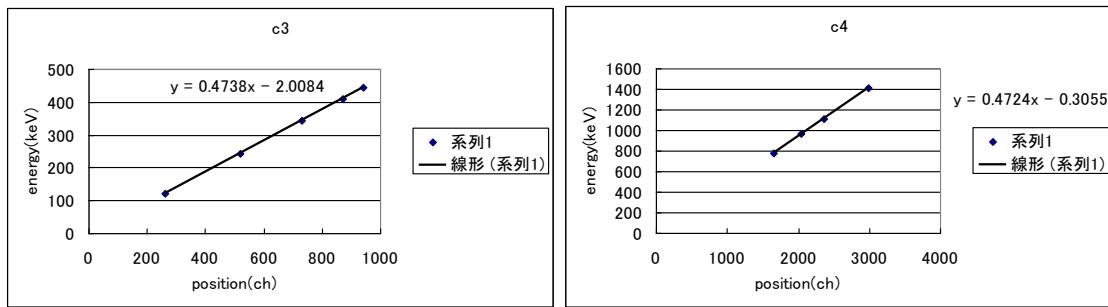
Slot: C2 GFIC41



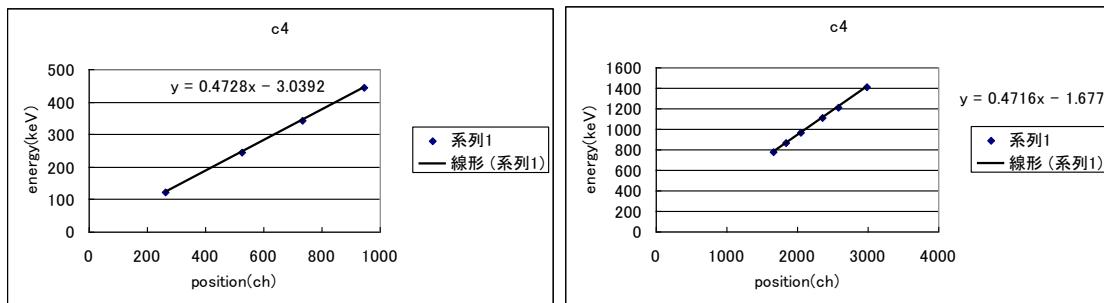
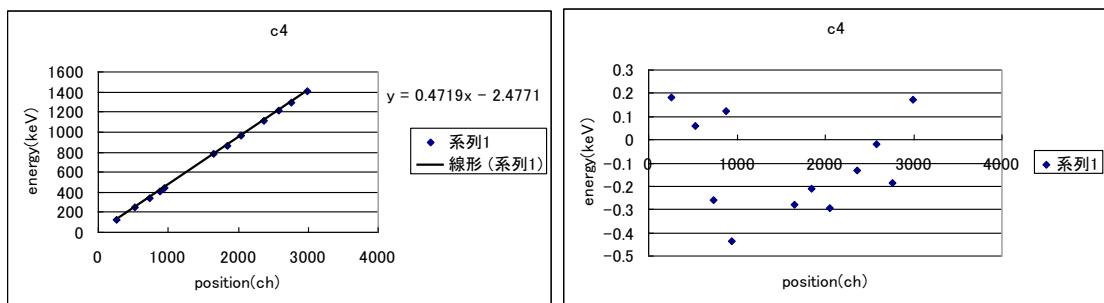


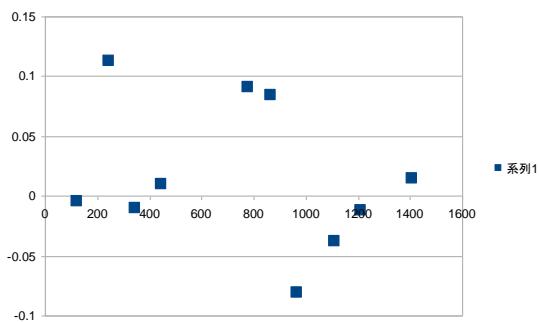
Slot: C3 GFIC48





Slot: C4 GFIC40





また、これらの操作により得られた較正式のパラメータを以下の表に示す。

較正式: $y = ax + b$, y : Energy (keV), x : position (ch)

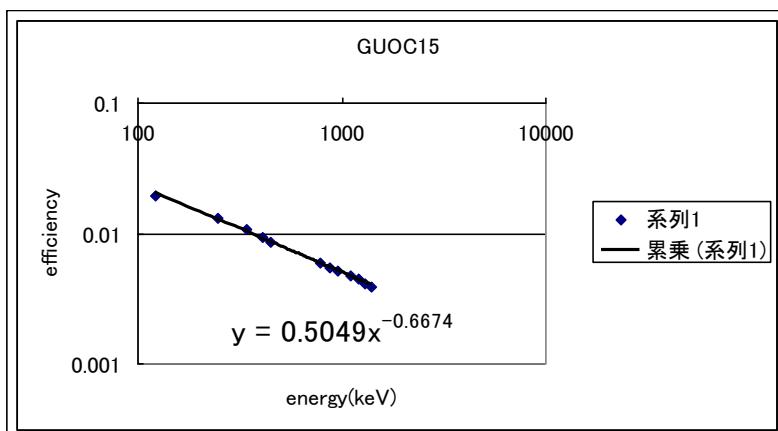
slot name	low energy		high energy	
	a	b	a	b
A1	0.481329	-25.7539	0.477737	-21.7882
A2	0.478001	3.721081	0.476488	5.417498
A3	0.479674	-0.04984	0.478116	1.727531
A4	0.479363	-4.03021	0.477927	-2.3054
B1	0.477665	4.713174	0.476065	6.526557
B2	0.472539	12.46608	0.47114	13.90985
B3	0.476231	3.840266	0.475077	4.956378
B4	0.476174	6.248655	0.474721	7.603944
C1	0.473528	-1.28062	0.47212	0.411123
C2	0.474339	-7.45566	0.473147	-6.07385
C3	0.473825	-2.00867	0.472374	-0.30443

C4	0.472821	-2.99551	0.471494	-1.53947
----	----------	----------	----------	----------

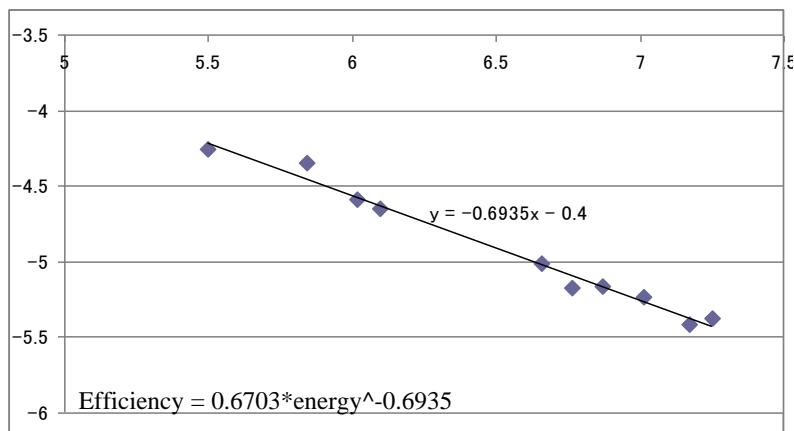
(D) Ge 検出器の Relative Efficiency

Ge 検出器と ^{152}Eu 線源の距離が 7cm のときに測定したデータから得たエネルギーと絶対検出効率の関係のグラフおよびその較正式を各検出器について以下に示す。

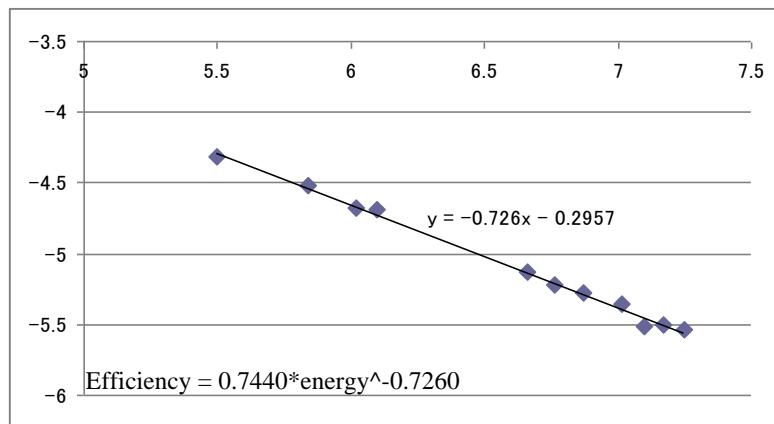
Slot: A1 GUOC15



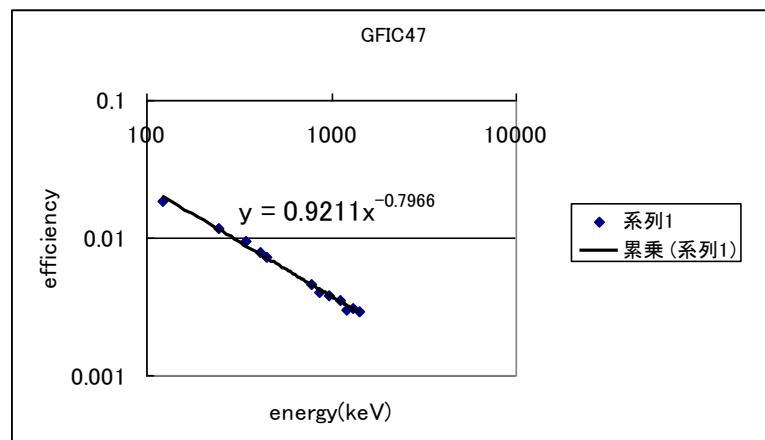
Slot: A2 GFOC27



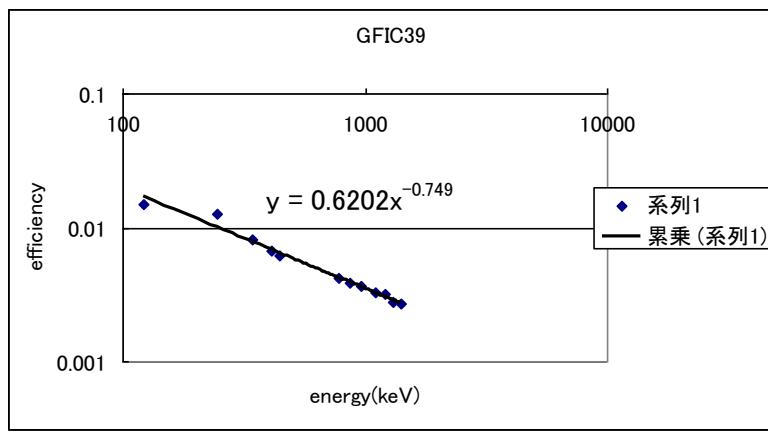
Slot: A3 GUOC9



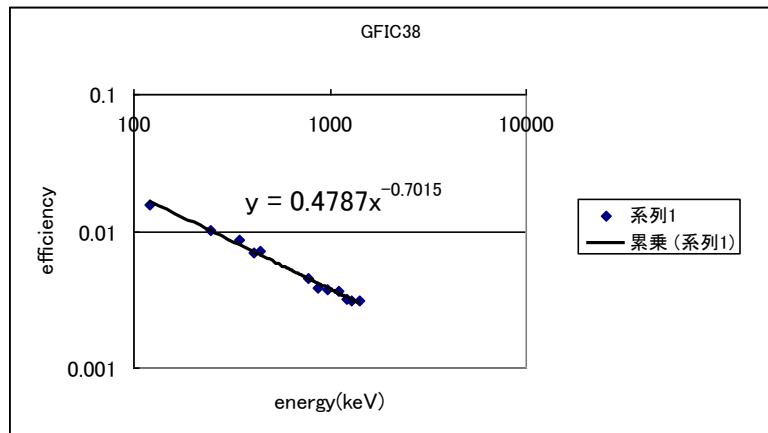
Slot: A4 GFIC47



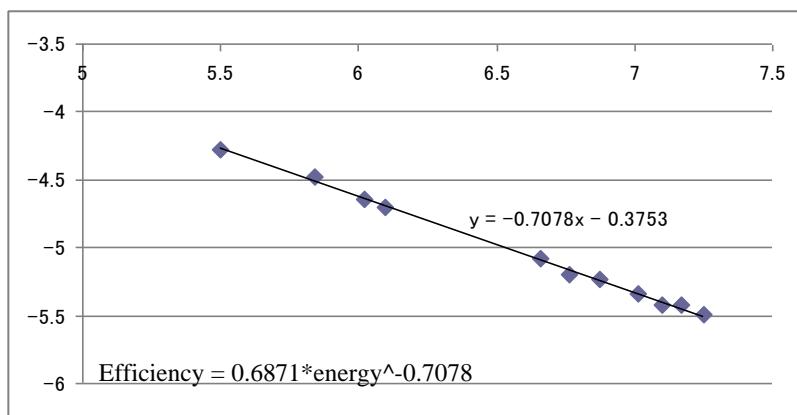
Slot: B1 GFIC39



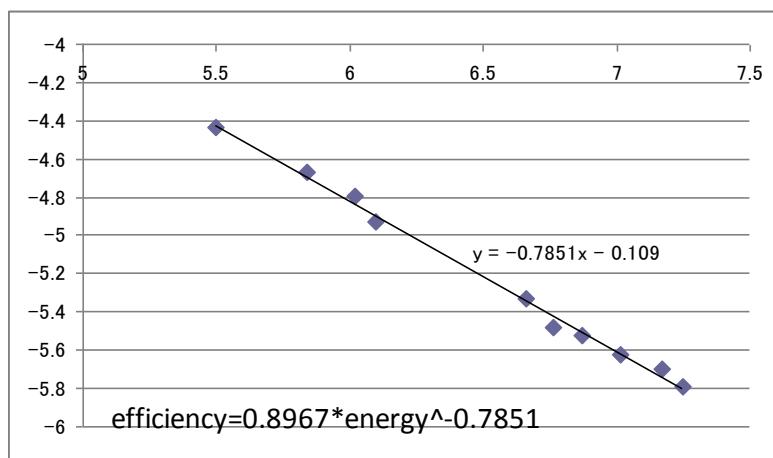
Slot: B3 GFIC38



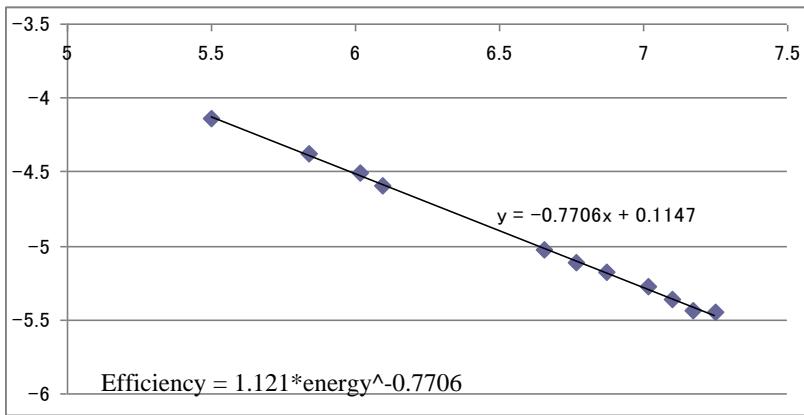
Slot: B4 GUOC11



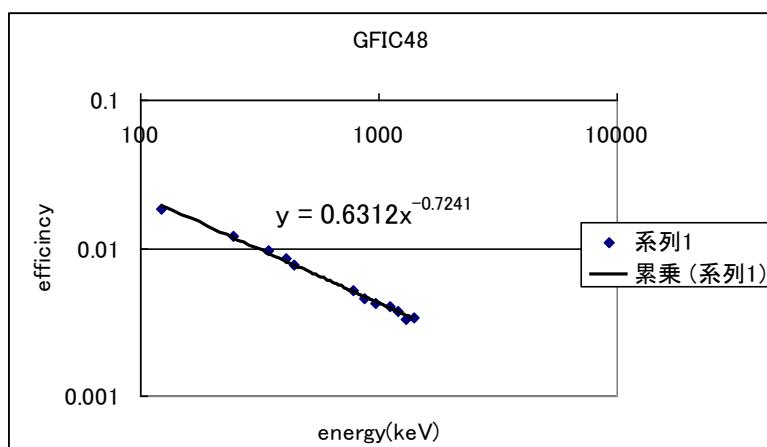
Slot: C1 GFIC37



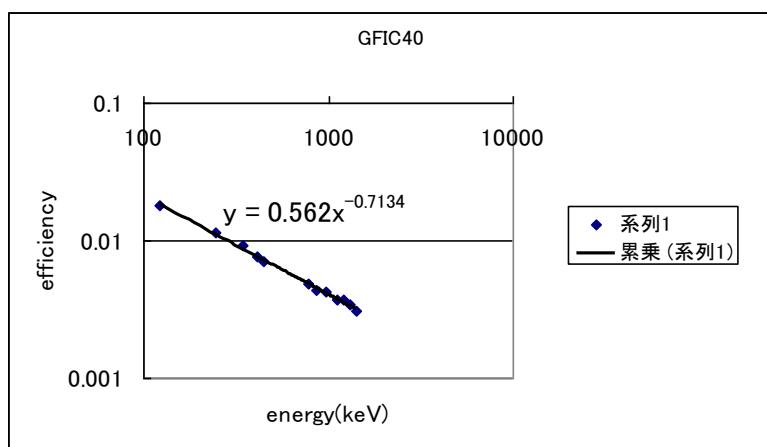
Slot: C2 GFIC41



Slot: C3 GFIC48

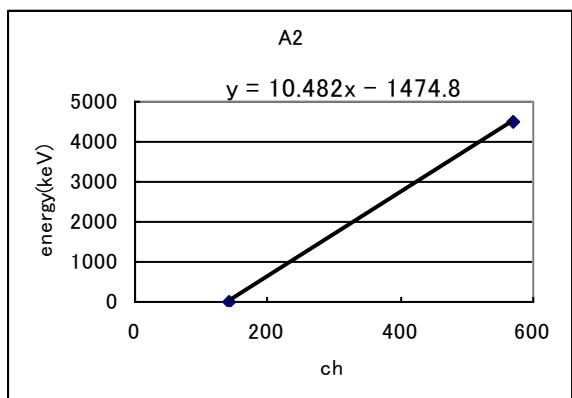
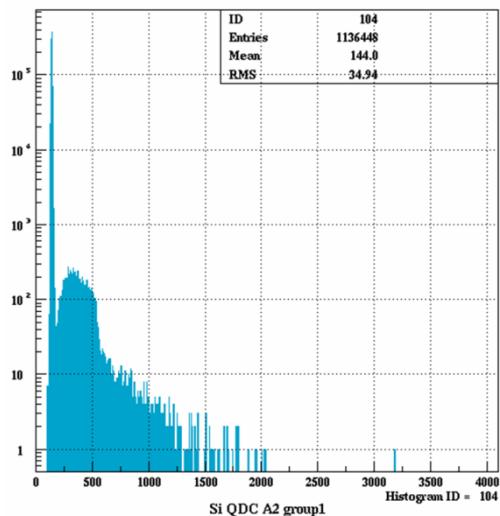
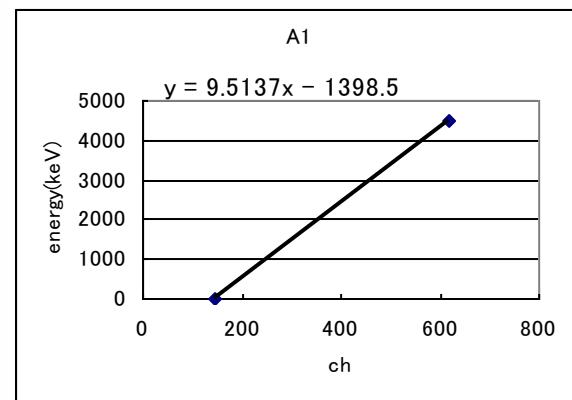
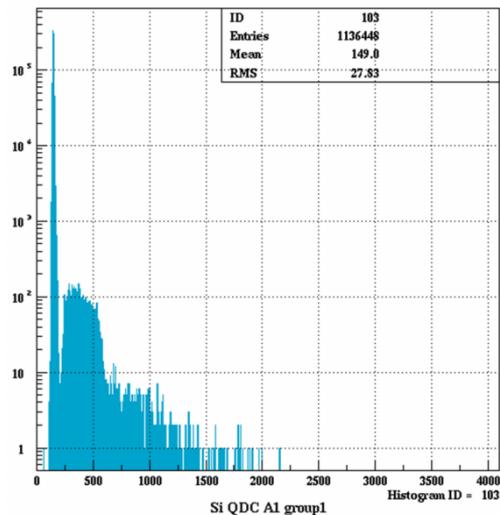


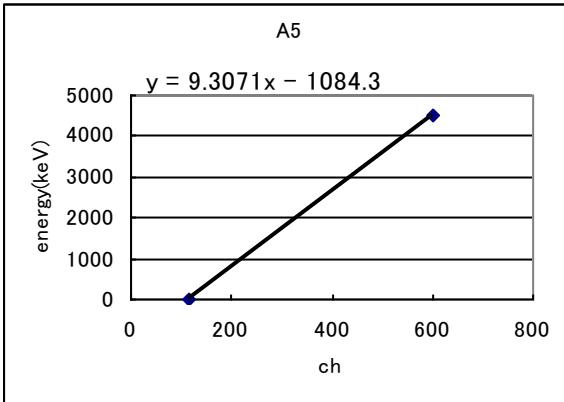
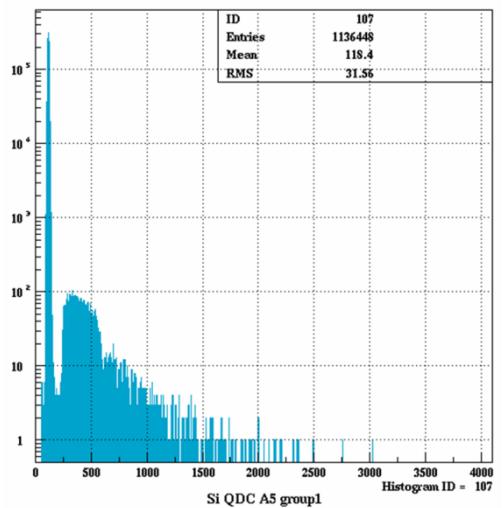
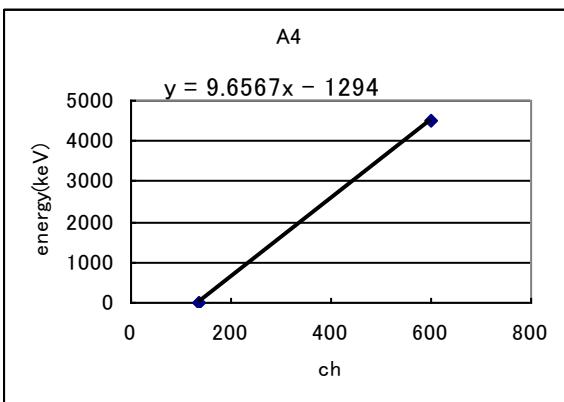
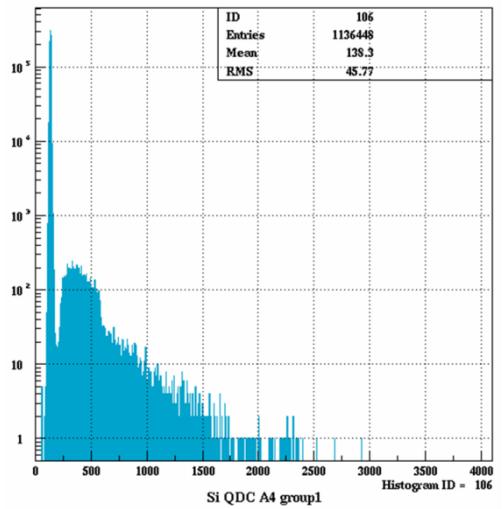
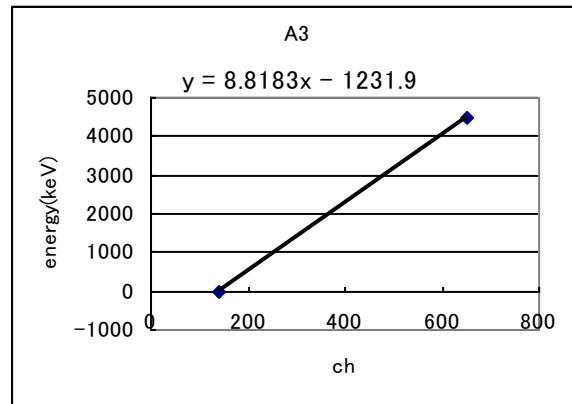
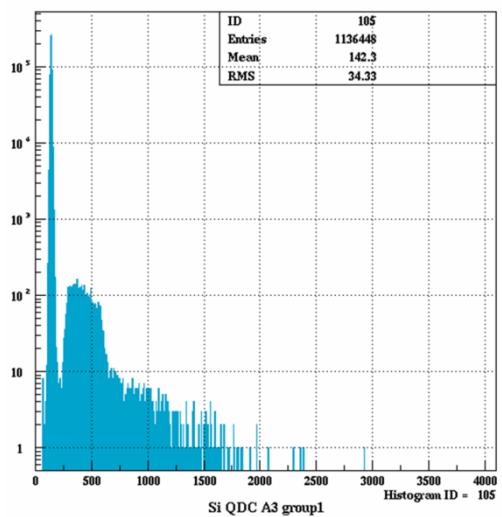
Slot: C4 GFIC40

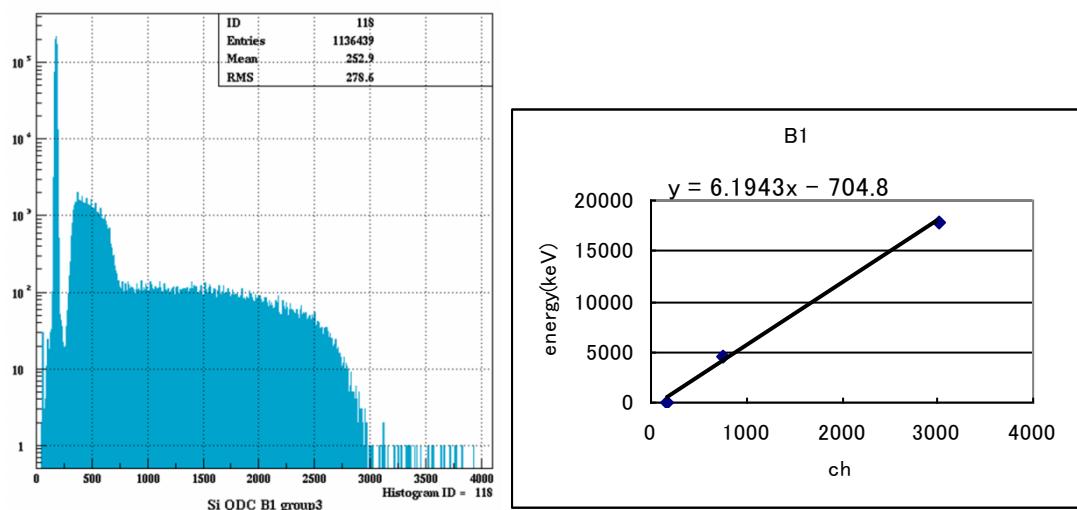
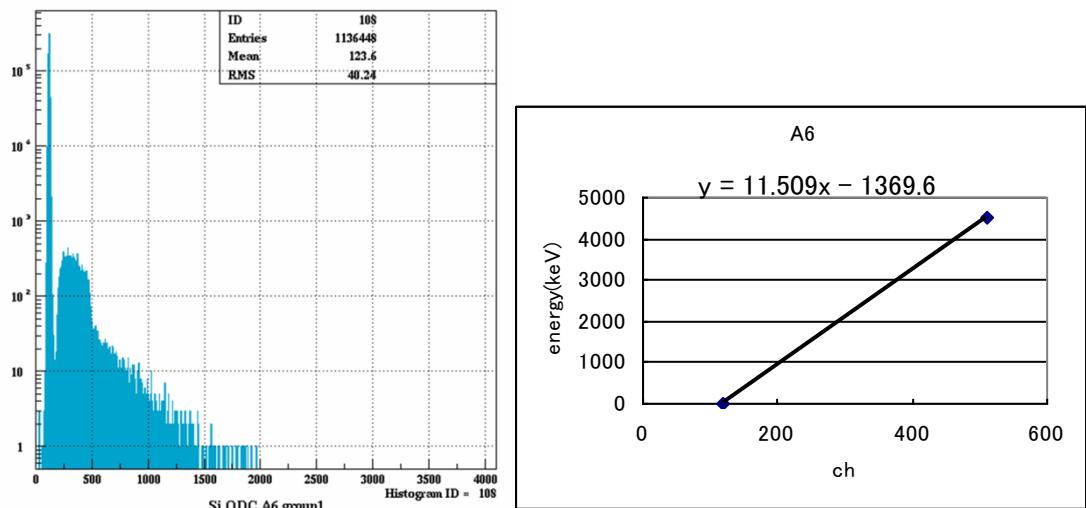


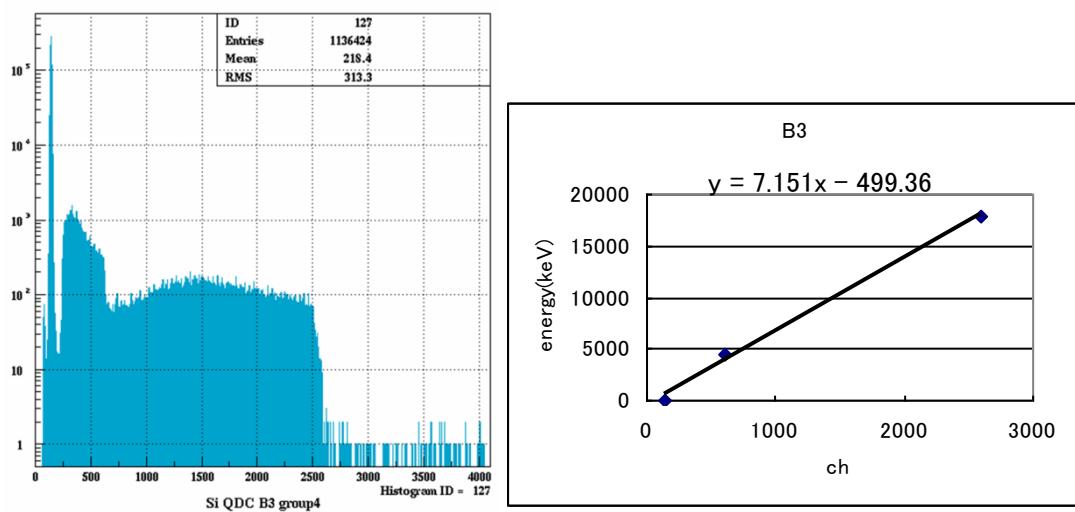
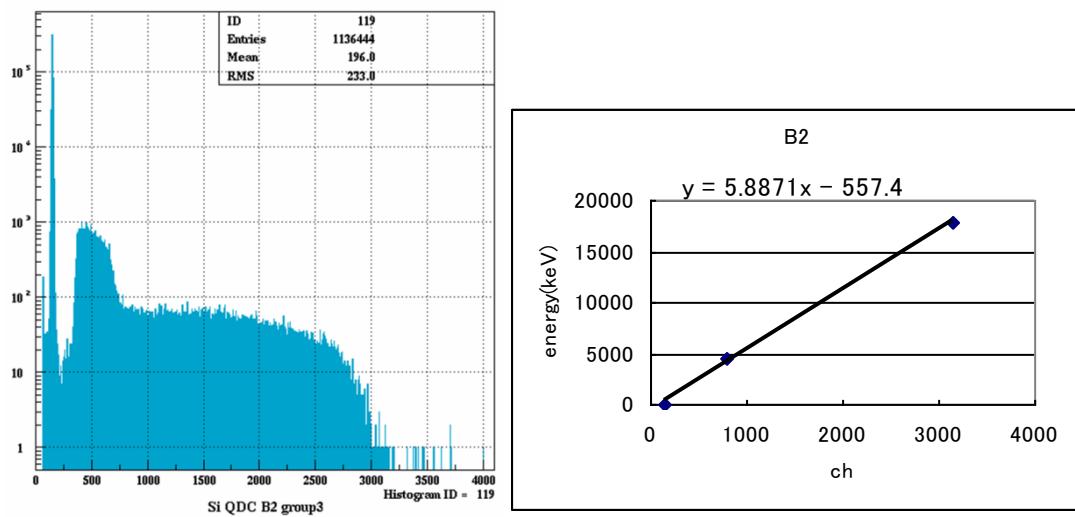
(E) Si-ball の Energy calibration

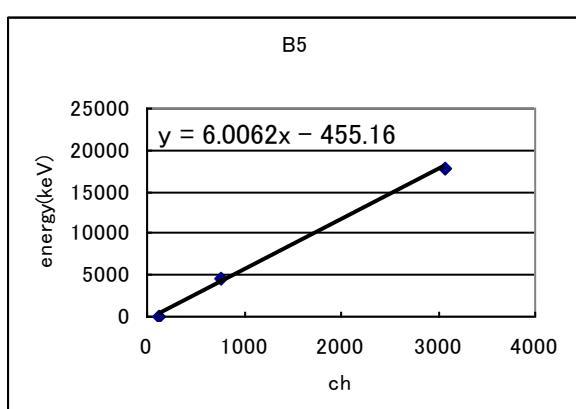
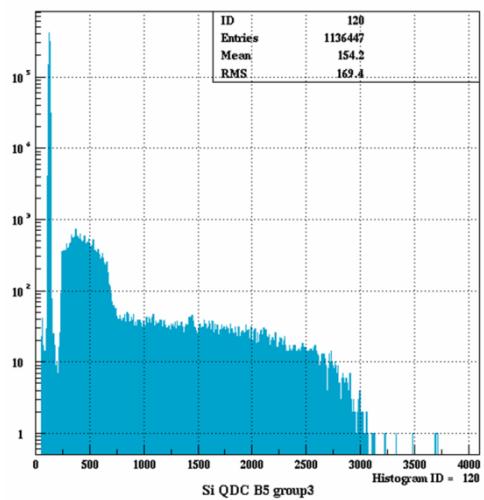
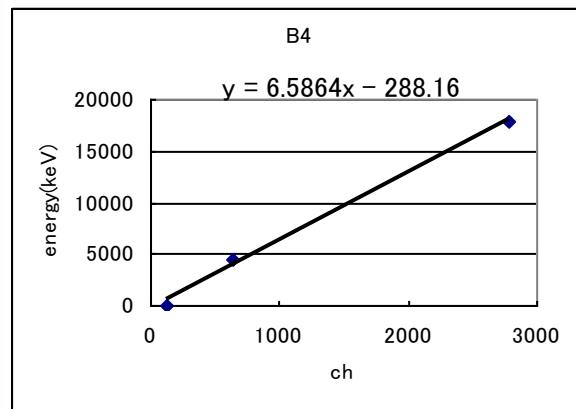
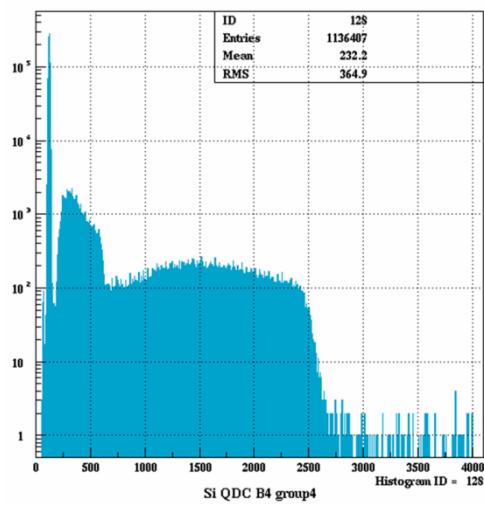
Attenuator1/2 を入れた状態で ^{124}Sn と ^{18}O を用いて測定したときの SiQDC のスペクトルおよび Energy calibration の結果を以下に示す。

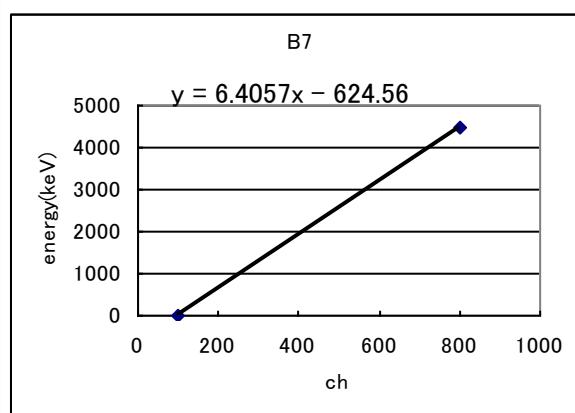
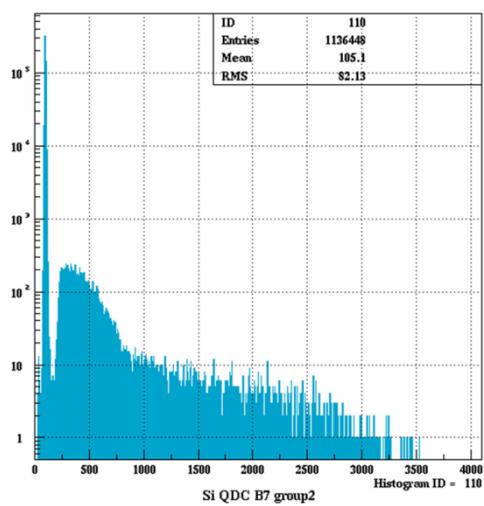
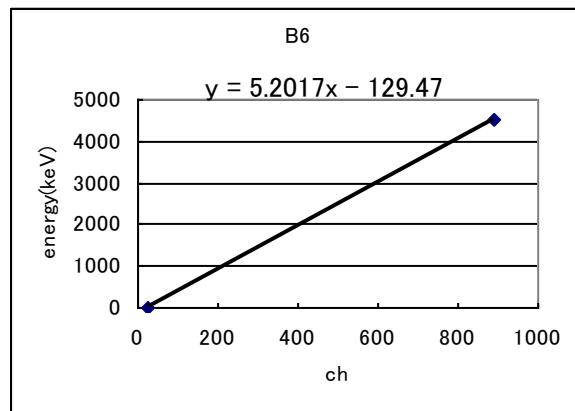
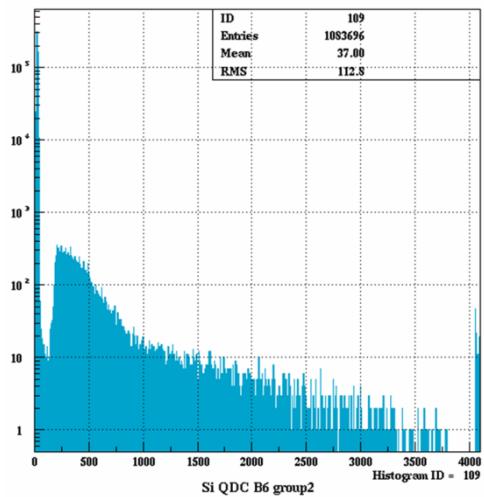


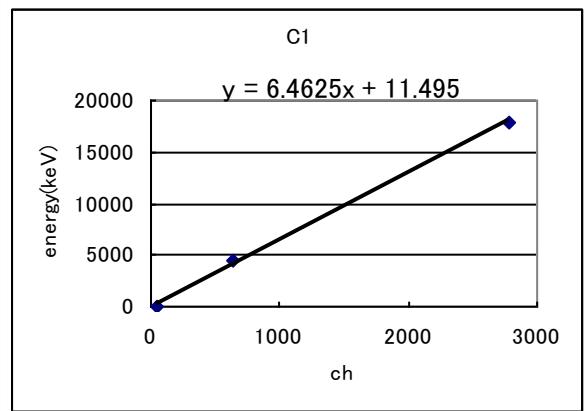
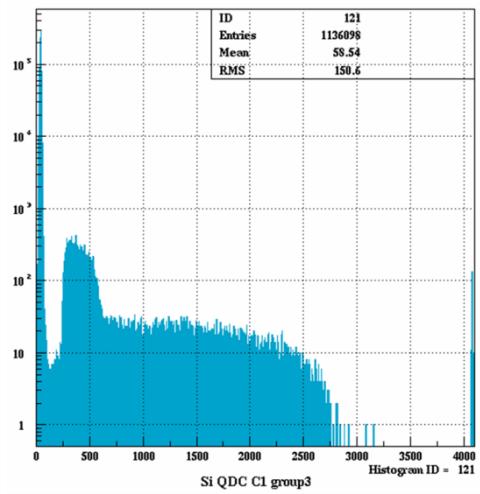
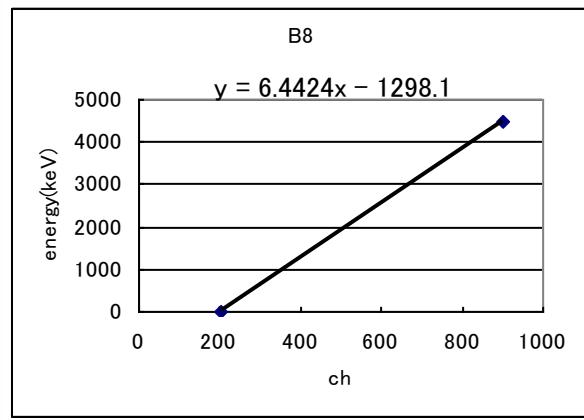
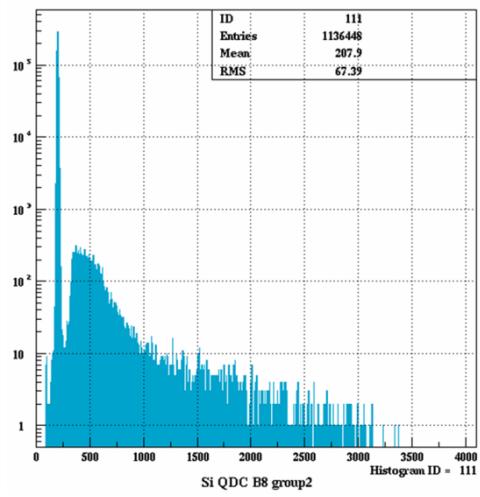


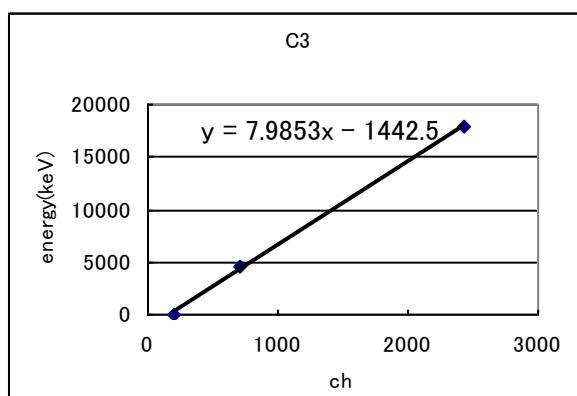
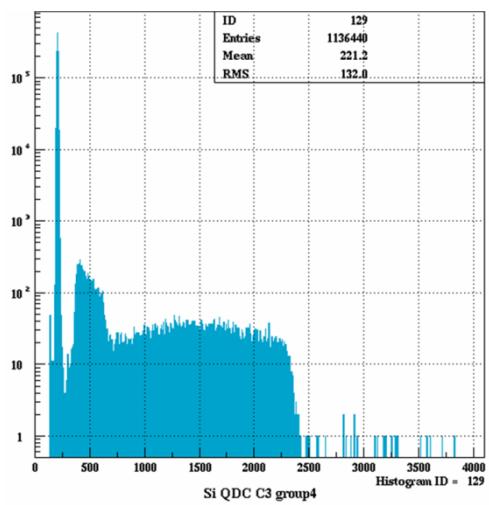
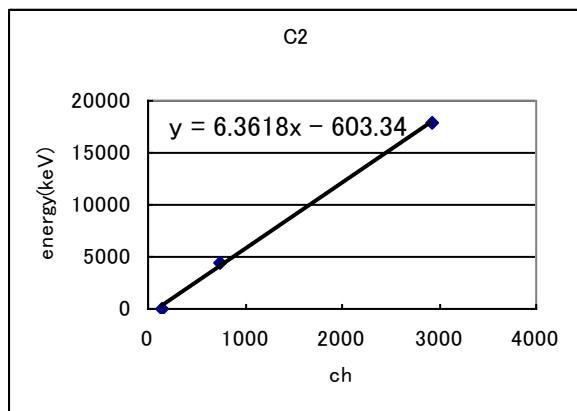
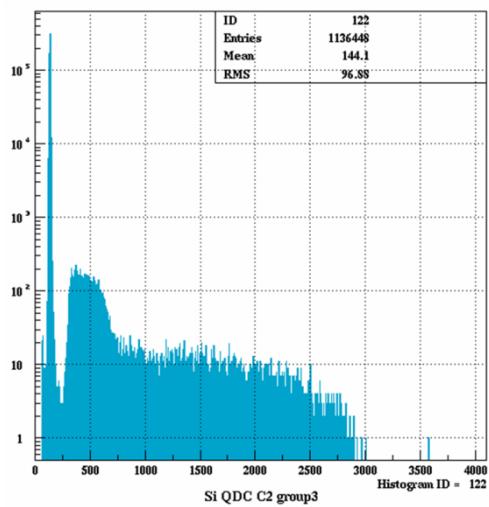


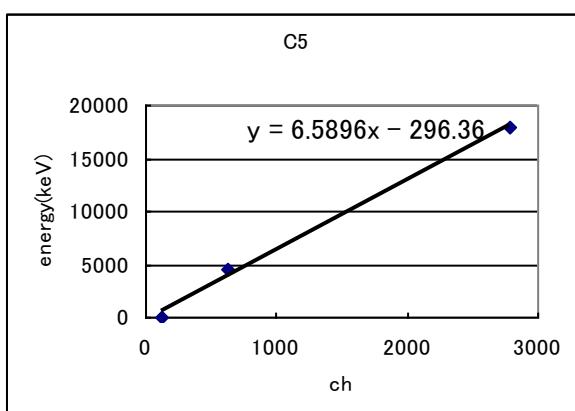
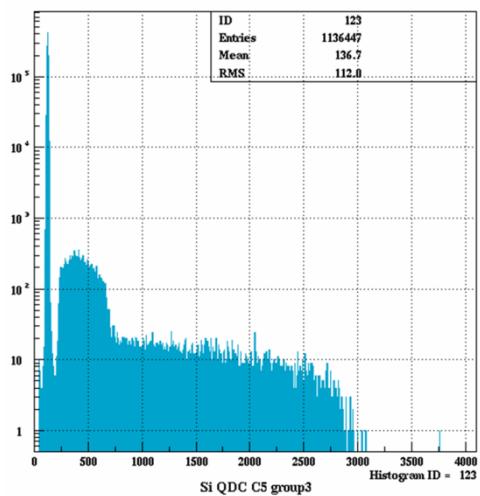
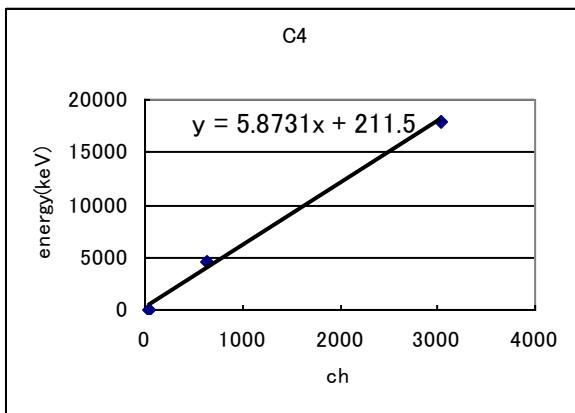
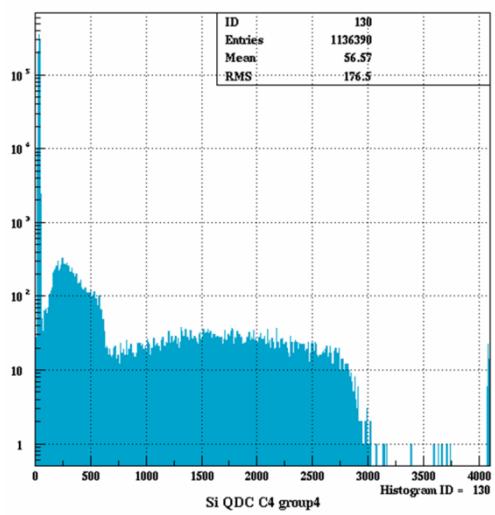


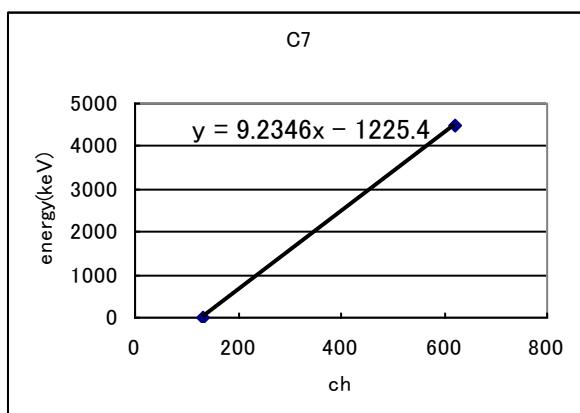
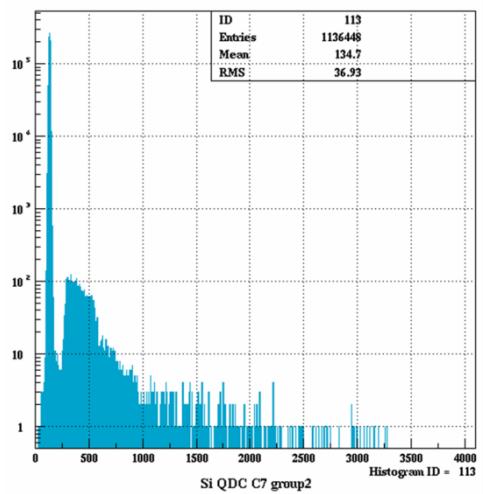
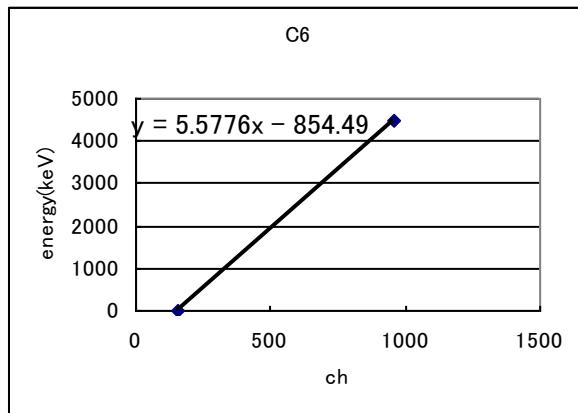
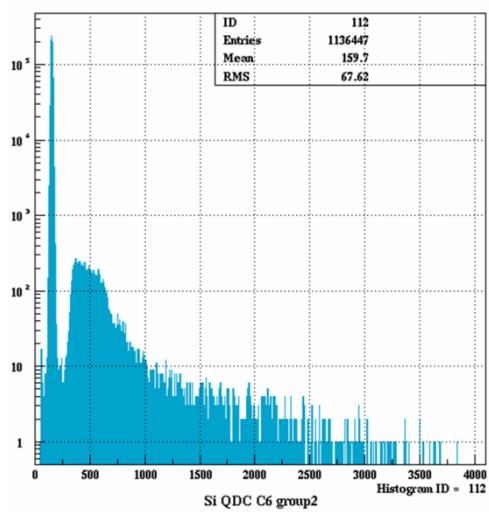


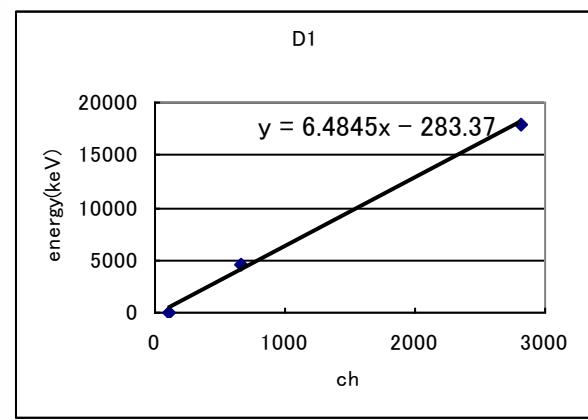
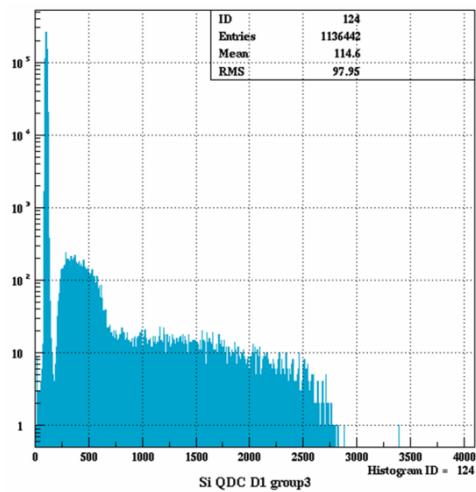
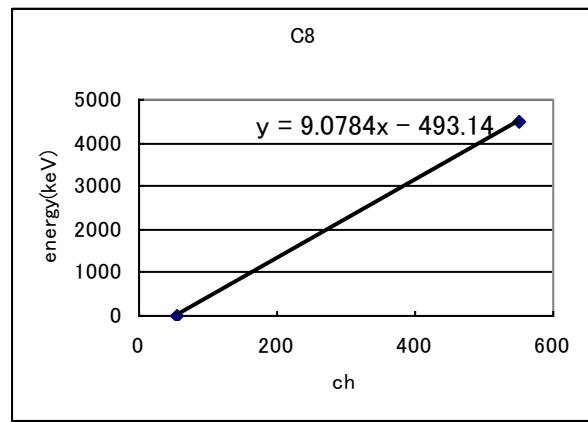
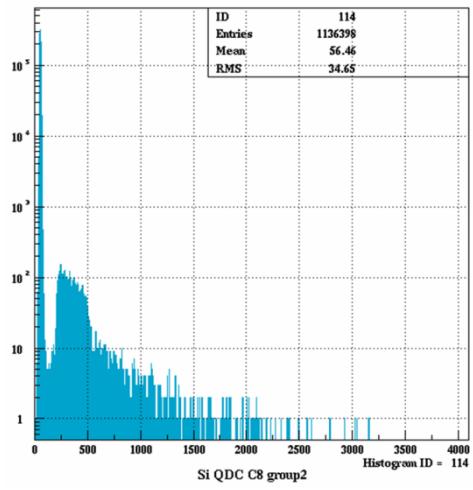


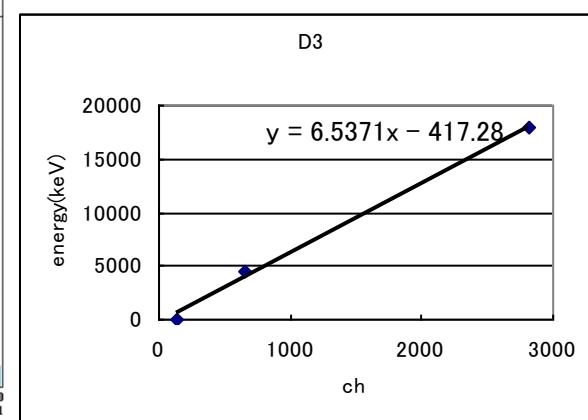
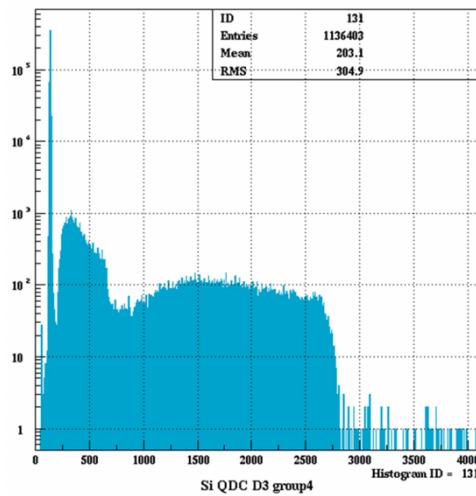
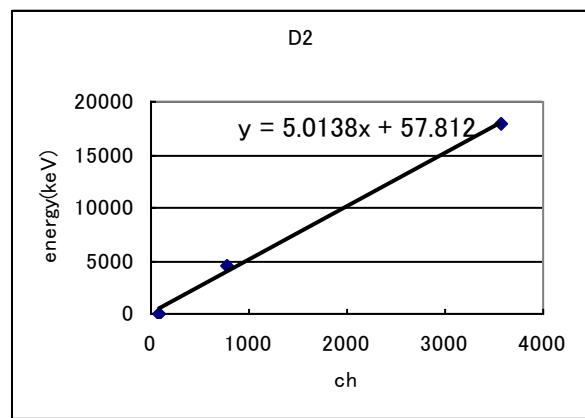
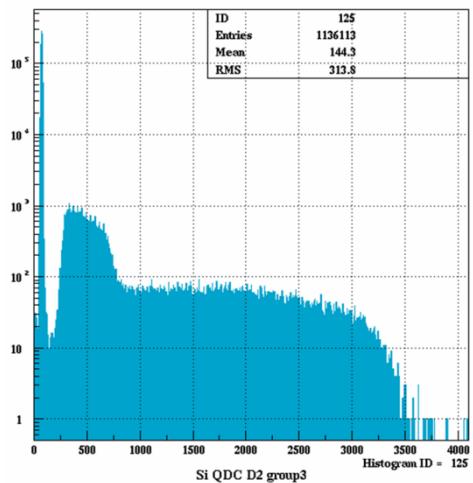


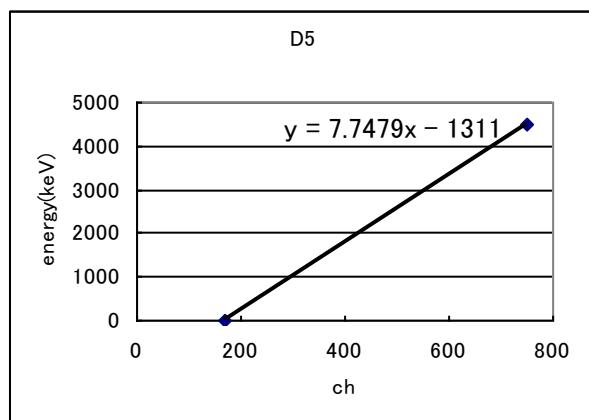
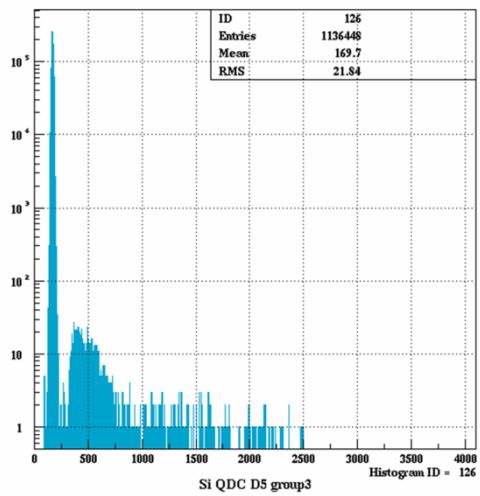
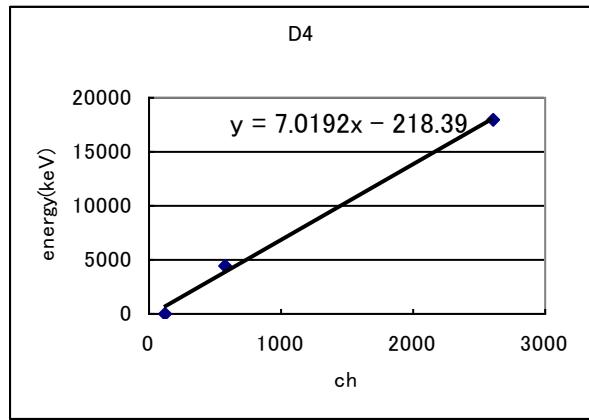
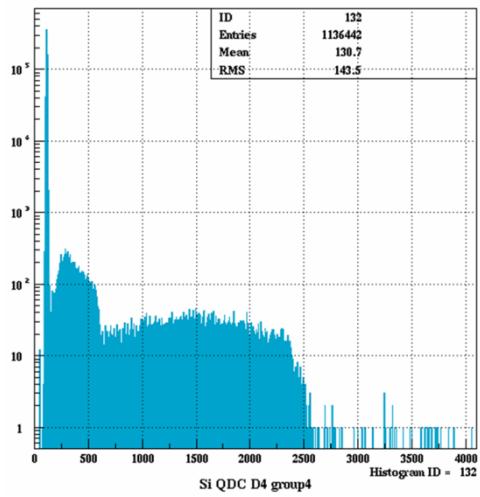


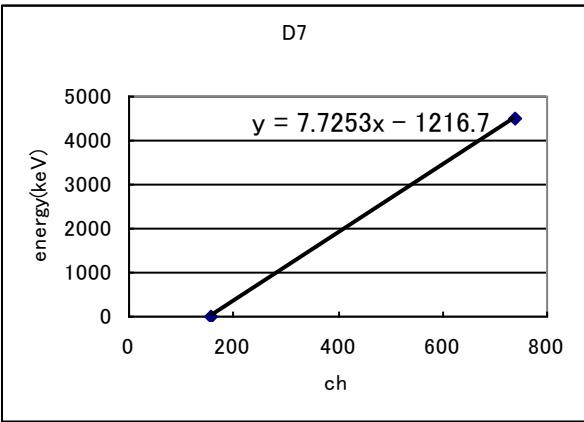
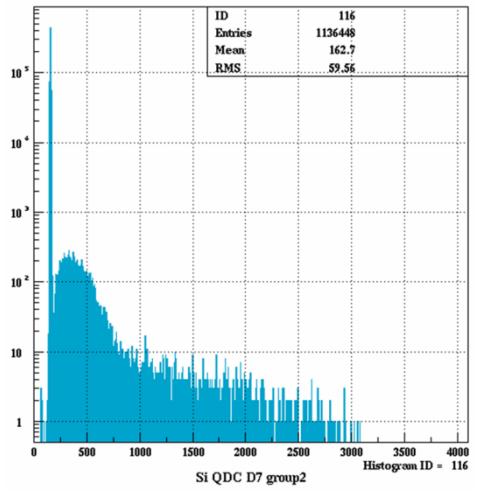
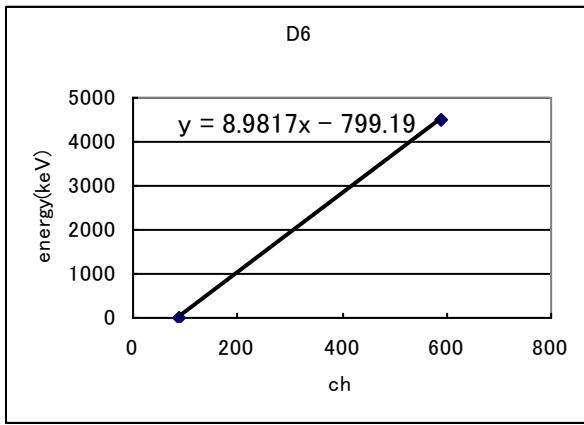
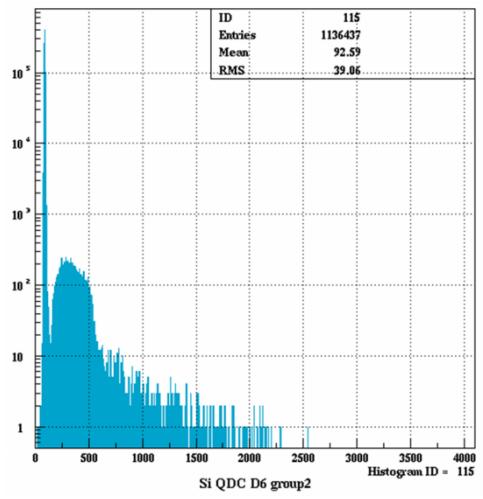


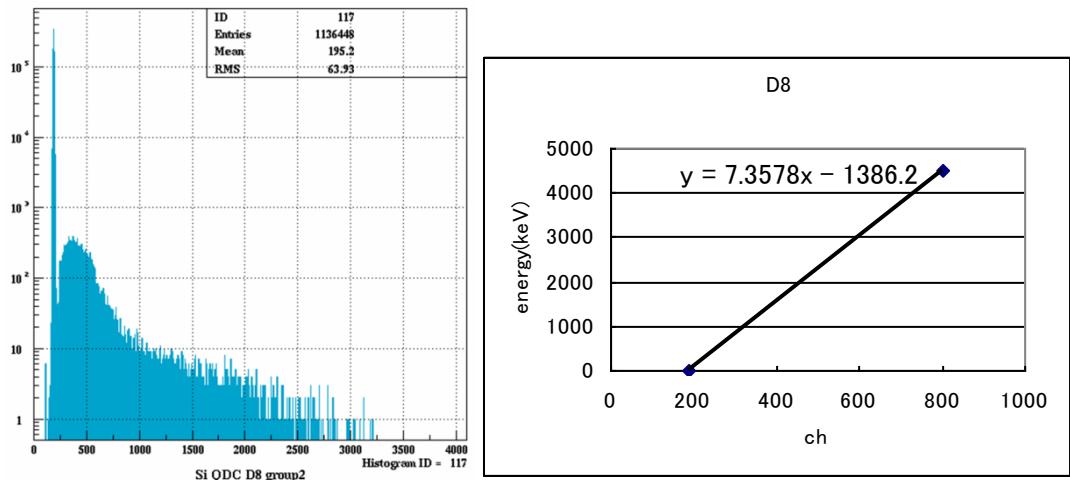












各検出器について求めた較正式のパラメータのまとめを以下の表にしめす。

較正式 : $y = ax + b$, y : Energy(keV), x : position(ch)

slot name	a	B
A1	9.5137	-1398.5
A2	10.482	-1474.8
A3	8.8118	-1231.9
A4	9.6567	-1293.9
A5	9.3071	-1084.3
A6	11.509	-1369.6
B1	6.1943	-704.8
B2	5.8871	-557.4
B3	7.151	-499.35
B4	6.5864	-288.16
B5	6.0062	-455.16
B6	5.2017	-129.47
B7	6.4057	-624.56
B8	6.4423	-1298.1
C1	6.4624	11.495
C2	6.3618	-603.34
C3	7.9853	-1442.5
C4	5.8731	211.59

C5	6.5896	-296.34
C6	5.5776	-854.48
C7	9.2345	-1225.4
C8	9.0784	-493.14
D1	6.4845	-283.37
D2	5.0138	57.811
D3	6.5371	-417.27
D4	7.0191	-218.39
D5	7.7479	-1310.9
D6	8.9816	-790.19
D7	7.7253	-1216.8
D8	7.3577	-1386.2