修士論文

ガンマ線トラッキング検出器の開発と性能評価



大阪大学 核物理研究センター 核物理実験研究部門

甲田 旭

平成31年2月28日

概要

ガンマ線トラッキング検出器の性能評価の為、NewSUBARU 放射光施設の GACKO ビー ムラインでコリメートしたガンマ線ビームを照射し、波形と位置分解能を測定する実験を 行った。

ガンマ線トラッキング検出器は、入射したガンマ線によって生ずる相互作用の位置とエネ ルギーの関係から、散乱イベントの再構成を行うことにより、高い検出効率と、コンプトン 散乱後の検出器外への逸脱に起因するバックグラウンド形成の抑制を両立することが出来 る Ge ガンマ線検出器である。また、高い位置分解能により、正確なガンマ線角分布測定に も有効である。

この検出器では、相互作用位置をセグメント化された電極からの信号波形を分析することによって電極の大きさよりもさらに小さい位置分解能で三次元的に決定することができる。

NewSUBARU では、2 mm φ に絞った 1.7 MeV の大強度ガンマ線ビームを照射した。検 出器内の特定位置で散乱したイベントのみを選択的に取得する為、検出器の横に鉛スリット を設置し、その背後に置いた別のガンマ線検出器との同時計数を取り、波形の測定を行った。

また、シミュレーション波形との比較から反応位置を再構成することにより得られる反応 位置分布について、「精度」(Precision)と「正確度」(Accuracy)の2つの観点から位置分解 能評価を行った。

目次

| 概要 | | 2 |
|--------------------------|--|------------------|
| 第1章 1.1 1.2 1.3 | 研究の背景 ガンマ線核分光に於ける検出器への要請 | 5 5 7 8 |
| 第2章 | ガンマ線トラッキング検出器について | 9 |
| 2.1 | 開発の背景 | 9 |
| 2.2 | トラッキング型 Ge 検出器 | 11 |
| 2.3 | ガンマ線トラッキングによるコンプトン抑制の原理 | 13 |
| 2.4 | 実際の手法 | 15 |
| 2.5 | 検出器本体の構造 | 18 |
| 2.6 | 信号処理回路 | 18 |
| 2.7 | 電源・インターロック | 20 |
| 2.8 | 使用手順 | 21 |
| 第3章 | NewSUBARU に於ける γ 線ビーム照射実験 | 23 |
| 3.1 | 目的 | 23 |
| 3.2 | 原理 | 23 |
| 3.3 | 実験セットアップ | 24 |
| 3.4 | 予想される同時計数率.............................. | 27 |
| 3.5 | プリアンプの最大耐強度の見積もり............... | 29 |
| 3.6 | 測定一覧 | 29 |
| 3.7 | 検出器の較正.................................. | 30 |
| 3.8 | ビームの測定................................. | 30 |
| 第4章 | 解析 | 33 |
| 4.1 | 同時計数測定 | 33 |
| 4.2 | 波形解析による位置導出............................ | 35 |
| 4.3 | 2 結晶運転での Add-Back 測定 | 41 |
| 第5章 | 議論と結論 | 43 |
| 5.1 | 議論 | 43 |

| 5.2 | 結論 | 44 |
|------|-----------------------|----|
| 5.3 | 今後の展望 | 44 |
| 付録 A | 写真測量 (Photogrametory) | 47 |
| A.1 | 背景 | 47 |
| A.2 | 原理 | 47 |
| A.3 | 使用するシステム "V-STARS" | 47 |
| A.4 | NewSUBARU 実験での測量 | 48 |
| 付録 B | ガンマ線相互作用の種類 | 59 |
| B.1 | 光電効果 | 59 |
| B.2 | コンプトン散乱 | 59 |
| B.3 | 電子対生成 | 60 |
| 付録 C | 一般的な Ge 半導体検出器 | 61 |
| C.1 | Ge 検出器の形態 | 61 |
| C.2 | 検出器の冷却 | 62 |
| C.3 | Ge 検出器の動作原理と出力信号 | 62 |
| 参考文献 | | 64 |
| 謝辞 | | 65 |

第1章

研究の背景

1.1 ガンマ線核分光に於ける検出器への要請

変形、回転などといった原子核ごとに持つ構造は、励起状態のパターンに現れ、それらの 状態から放出されるガンマ線のエネルギーや角度を測定することにより核構造研究は進ん できた。特にガンマ線の計測を行うことにより原子核の励起状態を分類することをガンマ 線核分光という。中でも、ビームとして加速した原子核を励起させ、そこから放出されるガ ンマ線を測定する場合はインビームガンマ線核分光と呼ばれ、不安定核研究に効果的な手法 である。

例えば、ガンマ線遷移の多重極度を調べる場合は

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta) + \cdots$$
(1.1)

のようにガンマ線放出の角度分布 $W(\theta)$ が変化する。^[15] ここで、 θ はビーム軸からのガン マ線放出角、P はルジャンドル多項式である。A は遷移多重極度によって符号が敏感に変 化する値で、双極子遷移の場合は $A_2 < 0, A_4 > 0$ 、四重極遷移の場合は $A_2 > 0, A_4 < 0$ と なり、その結果、90 度方向へのガンマ線放出が双極子遷移では極大、四重極遷移では極小 となる。即ち、正確な角度分布測定により、正しい多重極度の特定ができる。

また、励起状態にある原子核のガンマ崩壊寿命を測定する手法としてドップラーシフト減 衰法 (Doppler Shift Attenuation Method, DSAM) というものがある。励起直後の原子核 を適当な物質中を通過させることにより連続的に減速させ、その減速中に放出されたガンマ 線を計測する。飛行中の原子核から放出されるガンマ線は、ドップラーシフトを受ける為検 出されるエネルギーが飛行速度によって変化し、減速しながらガンマ線を放出する場合は、 その放出時点での速度に応じたドップラーシフトを受ける。即ち、計測されたドップラーシ フト量から、生成から崩壊までに物質によりどれだけ減速したかがわかり、それにより運動 学的に崩壊寿命を計算できる。ドップラーシフト量を正確に求めるには高いエネルギー分 解能が必要であるとともに、ガンマ線放出角度を正確に測定する必要がある。

他に、原子核の変形を調べるような場合は、高い励起状態でのガンマ線遷移を観測することになる。このような場合、観測目的とするガンマ線が放出された後に、基底状態に至るまでの間に連続的にガンマ線放出を行う。このことからあるガンマ線を観測した場合、それと同時に発生する複数のガンマ線を検出する可能性が高く、これを利用するのがガンマ線同時計数法である。これは、観測目的とするガンマ線が非常に微弱で、バックグラウンドに埋もれてしまうような場合に同時に発生するとされるガンマ線のエネルギー領域を持つ信号



図 1.1:¹⁴³Euの超変形状態探索の際に得られたガンマ線スペクトル。一番下のが元の測定データで、下から 2番目、3番目と多重度 *n*を増やすに従って、埋もれていたピークが見えるようになる。^[20]

が検出されている事象のみを選択することにより、観測目的となっているガンマ線のバッ クグラウンドに対する相対的なカウント数を向上することが出来る。ガンマ線検出の際に 得られた事象の中で真の事象とバックグラウンド事象の比を S/N 比 (Signal / Noise ratio) と言い、同時計数を n 本のガンマ線に対して行う場合、n + 1 本目を観測する際の S/N 比 は定数 A(>1) を用いて (A P/T)ⁿ となり (P/T は Peak / Total ratio)、見えなかったピー クが見えるようになる可能性が高まる。ここで注意が必要なのだが、検出器の検出効率を ε とした際に n 本で同時計数した場合には統計量が ε^{n} に減ってしまうことである。十分な統 計量を得るためには、ビーム強度や時間数など事象数を増やすこと以上に、S/N 比と検出効 率を向上させることの方がより影響する。

1.2 N = 20 に於ける「非反転」領域での変形励起状態

原子核に於いて陽子数、或いは中性子数が「魔 法数」と呼ばれる特別な数を取るとき、安定に なることが知られている。一般には魔法数は、 2,8,20,28,50,82,126とされている。魔法数 の存在は殻模型によって説明できる。魔法数と なる陽子数や中性子数により原子核の殻構造が 閉殻となるからであるとされる。魔法数の原子 核では殻効果により、球形が最も安定な形状と なる。従って、陽子数又は中性子数の何れかが 魔法数である核は原則として基底状態に於いて 球形である。しかし、中性子数 N が 20 で、中 性子過剰領域にある³¹Na を中心とした複数の



図 1.2: 中性子数 20 の核。「逆転の島」領域で は、変形状態が、球形状態よりも安定となり、基 底状態となる。

核では基底状態が変形していることが発見された。[1] この領域は「逆転の島」と呼ばれて いる。逆転の島は理論的には何らかの多体相関が作用し、球形よりさらに安定な変形状態 が生じているためであると考えられている。2粒子2空孔状態の理論が、現在最も有力であ る。実際、逆転の島内の幾つかの核では、本来なら基底状態となっていた球形が励起状態の 中から発見された。そこで、逆転の島ではない N = 20 の核、即ち、通常通りの魔法数核 として基底状態が球形である核の中に逆転の島を引き起こした相関、即ち、逆転の島で基 底となった変形と同じものが非逆転領域での励起準位中に現れるか、というのが次なる課 題である。逆転の島との境界となっている³²Mg ではこれが発見されたと報告されている。 ^[2] そこで我々はこの状態が未だ発見されていない³⁶S に着目し、探索を開始した。実験と しては ${}^{9}\text{Be}({}^{40}\text{Ar}, {}^{36}\text{S}\alpha){}^{9}\text{Be}$ 反応をを行う。これにより ${}^{36}\text{S}$ の $2^+_2 \rightarrow 0^+_2$ の遷移を観測する。 $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ との分岐比を計測することにより遷移確率 B(E2) が求まり、そこからの計算で 2⁺ の変形度を決定する。この実験に於いて肝となるのが³⁶Sから放出されるガンマ線の観 測である。低分岐比である $2^+_2 \rightarrow 0^+_2$ 遷移による 1229 keV の γ 線を、より高分岐比の遷移 からの γ線が大量に放射される中から拾い上げなければならない。後にも詳しく述べるが ガンマ線計測では強いガンマ線によってコンプトン散乱によるバックグラウンドが形成さ れ、低分岐比の稀事象探索を阻害してきた。そこで、大量のガンマ線が放射される中で低分 岐比のガンマ線を検出できる検出器、即ち、稀事象を捉える高検出効率とバックグラウンド 抑制の両立が出来るガンマ線検出器の開発が必要となり、開発を開始した。

ちなみにこの³⁶Sの変形状態探索実験は 平成 30 年 12 月に大阪大学核物理研究センターの EN コースで既に実施されている。この結果は近々山本康嵩氏の博士論文によって公表 される予定である。

7

1.3 ⁴⁰Ca でのハイパー変形状態の探索

検出器開発の目的は³⁶S 実験の為だけでは ない。我々は⁴⁰Ca でのハイパー変形 (Heyper deformation, 極超変形) 状態の探索実験も予定 しており、この実験でも同検出器が重要な役割 を果たす。

ハイパー変形は、長軸短軸比が 3:1 となる核 変形で、理論的には存在が予測されているが、 実験的証拠は限定的でまだ見つかったとは言え ない。

ハイパー変形を探索する意義は、ハイパー変 形からの超変形 (軸比 2:1)、通常変形、球形と

図 1.3: 高スピン領域では、(極) 超変形状態が安 定となる

いった異なる形状への遷移の観測が期待出来ることにある。これは、核分裂過程の時間反転 に相当する。核分裂は原子核研究の黎明期に発見されていながら、現在でもその詳細な機構 は依然として不明瞭なままとなっている長年の課題である。

我々はハイパー変形探索の為に⁴⁰Ca に着目した。⁴⁰Ca は理論的にハイパー変形状態が 安定化する「魔法数」となると予測されている核である。さらに⁴⁰Ca は N = Z = 40 で、 陽子数中性子数ともにいわゆる通常の球形に対する魔法数となっており、井手口らの実験 ^[3] で超変形状態も発見されている。この核でハイパー変形が発見された場合、超変形や球 形への遷移を観測できる期待は非常に高い。

⁴⁰Ca でハイパー変形を観測するには高スピン 状態の ⁴⁰Ca を生成する必要がある。原子核は 高スピンの状況下では、変形度が大きい状態の 方がエネルギーが低い、つまり安定な状態とな るからである。高スピン状態を生成するには重 イオン同士の核融合反応が最適で、実際に ⁴⁰Ca で超変形状態が発見された際にも用いられた手 法である。今回はさらなる高スピンを目指すた めの工夫として、基底状態で比較的高いスピン を持つ核を用いた核融合反応を行う。



図 1.4: 変形度に対するエネルギー変化

我々の計画では、不安定核である ²⁴Al をビーム、²⁴Mg を標的として使用する $^{24}Mg(^{24}Al, \alpha 3pn)^{40}Ca$ 反応により高スピン ⁴⁰Ca の生成を目指す。²⁴Al は基底状態で 4⁺ で、これにより生成できる最大のスピンは 29 \hbar となる。理論的には 20 \hbar を超えるとハイ パー変形が安定化すると予想されており、この手法が有効であると言える。

ハイパー変形が生成できた場合、その証拠を押さえるにはやはりガンマ線観測である。こ こでも前節と同様、稀事象である上にハイパー変形以外の状態からの大量のガンマ線が発生 することが予想され、高検出効率とバックグラウンド抑制の両立が出来るガンマ線検出器が 重要となる。

第2章

ガンマ線トラッキング検出器について

ここではガンマ線トラッキング検出器の開発の背景、検出器の特徴、原理、実際のトラッ キング手法について説明する。

2.1 開発の背景

2.1.1 原子核が放出する "γ線"

原子核物理に於いてガンマ線計測は核構造を調べる上で非常に重要な意味を持つ。まず、 ガンマ線のエネルギーは放出前後の核の励起エネルギーの差である。また、放出される角 度、偏極方向は遷移特性によって固有である。これらのことから、原子核がガンマ線を放出 し始状態から終状態へと遷移する際に、ガンマ線を計測することにより得られる情報は多 い。そしてこれらのガンマ線はたいてい1 MeV 程度のエネルギーを持つ。

2.1.2 γ線の相互作用特性

ガンマ線は電荷を持たない粒子で、物 質中をある距離進むときに相互作用を起 こす確率が荷電粒子に比べてずっと低く、 透過しやすい。それを検出するには検出 器を構成する物質を透過せずに相互作用 する必要がある。どんな検出器であって も γ 線のエネルギーを測定する際には、 相互作用により γ 線から引き渡された電 子の運動エネルギーを測ることになる。 γ 線のエネルギーを得るには、検出器物質 内でそのすべてが電子の運動エネルギー に変換されなければならない。 γ 線と物 質の相互作用の種類についての詳しい説 明は、付録 B で行う。

 γ - ray interaction in Ge



図 2.1: Ge 中での各 γ 線相互作用のエネルギー依存性 ^[4]。縦軸は質量減衰係数である。コンプトン散乱は図 中の Incoherent Scattering に相当する。

2.1.3 γ線の検出

原子核物理の分野で主に計測することになるのは、原子核が脱励起時に放出する1 MeV 程度のガンマ線である。1 MeV 程度のガンマ線は図 2.1 で示す通り、殆どの物質に於いて 主となる相互作用はコンプトン散乱となる領域である。

しかし、ガンマ線のエネルギーを検出器で検出する場面に於いてコンプトン散乱は非常に 厄介である。なぜなら、コンプトン散乱によりガンマ線のエネルギーの一部が付与され、そ のまま検出器の外へ逸脱するということがしばしば起こり得るからである。この状況は検 出器から得られるエネルギー情報だけでは、光電吸収による全エネルギー付与かコンプト ン散乱による部分エネルギー付与かの区別がつかない。検出器が十分大きい場合はコンプ トン散乱された後の低エネルギーになったガンマ線が光電吸収されることにより全エネル ギーを回収することが可能であるが、技術的な制約により検出器の大型化を達成できない場 合が多い。また、仮に非常に大きな検出器を製造することが可能になったとしても、2本以 上のガンマ線を同時に検出し、それらの足し合わせのエネルギーが検出され、個々のガンマ 線のエネルギーがわからなくなるといった問題もある。

このような理由からコンプトン散乱は、ガンマ線エネルギー測定に於ける最大のバックグ ラウンド源となる。



図 2.2: 観測しようとしているガンマ線が微弱で、他に強いガンマ線があるときに、そのコンプトン成分の統 計的ゆらぎの中に微弱なガンマ線が埋もれてしまう。

ガンマ線測定に於ける課題をまとめると次のようになる。

- 1. そもそも相互作用が起こらず、検出器を素通りする確率が高い。
- 2. 検出器で相互作用を起こしたとしても、γ線の全エネルギーを測定できているとは限 らない。

という2点がγ線計測に於ける困難である。1. は検出器の大容量化や統計量の増大で克服可能であるが、2. は稀事象探索の際に真の信号がより大きなバックグラウンドに埋もれる原因となり、稀事象探索を阻んできた要因である。これはP/T比(Peak / Total Ratio)という値で表すことが出来、バックグラウンドを含めた全カウント数に対する真の測定事象数である。P/T比が高いほど、バックグラウンド事象のカウント数が少ないことを意味する。



図 2.3: コンプトン抑制型である CAGRA アレイ。4 つの結晶を使用した Ge 検出器の周りを BGO シンチ レーション検出器で囲んでいる。

2.2 トラッキング型 Ge 検出器

高エネルギー分解能ガンマ線検出器として最もよく使われるのが Ge 半導体検出器である。一般的な Ge 検出器については付録 C で説明する。この節では、Ge 検出器でのバック グラウンド抑制並びに高検出効率化の手法としてトラッキング型 Ge 検出器の説明を行う。

2.2.1 検出効率及び S/N 比の改善

ー般的に検出器からの信号には S/N 比 (Signal / Noise ratio) という概念があり、特にガ ンマ線検出器では P/T 比 (Peak / Total ratio) というのもある。これは、バックグラウン ド (Noise) を含めた全計数 (Total) に対する、正しいエネルギーが測定された計数 (Signal, Peak) の比である。特に 1 MeV 程度のガンマ線を測定する際には、コンプトン散乱後の検 出器からの逸脱により S/N 比が低下する。Ge 検出器はエネルギー分解能は非常に良いが、 NaI 等の他の検出器に比べ S/N 比は低い。なぜなら、ガンマ線検出器としては光電吸収断 面積が低い方だからである。光電吸収断面積はおよそ $Z^{4.5}$ に比例し ^[5]、Ge は Z = 32 と大 きい方ではない。



図 2.4: S/N 比の概念図。P/T 比の場合は S 部分が P、S+N が T となる。

例えば、弱いガンマ線を測定しようとした際に、それより高いエネルギーで強力なガンマ 線が発生していると、S/N 比が低い検出器での測定は困難となる。そこで考案されたのが 「コンプトン抑制型」である。

コンプトン抑制型は Ge 検出器の周囲に BGO (Bi₄Ge₃O₁₂, bismuth germanate, ゲルマニウム 酸ビスマス)シンチレータ等の検出効率の高い ガンマ線検出器を配置し、逆同時計数を取るこ とでバックグラウンド事象を捨て、P/T 比を向 上することが出来る。BGO は Bi が Z = 83 で あるため、光電吸収断面積が非常に高い。BGO には直接ガンマ線が入射しないように遮蔽さ れ、Ge からコンプトン散乱したガンマ線が放 出した際のみ BGO で計数されるため、BGO と Ge で同時計数した事象は、Ge で全エネルギー 吸収されていない事象であると判断できる。

コンプトン抑制型として代表的なものに CA-GRA アレイ (図 2.3) 等がある。

2.2.2 次世代型:トラッキング型

ガンマ線計測で検出効率を向上しようと思う と、単にガンマ線の放出源を検出器で覆う立体 角を増やすことで実現する。理想的には、4π 囲 むことで、検出効率を最大化することが出来る。 ここで、P/T 比向上の為にコンプトン抑制型を 使用して、立体角を増やそうとすると、全立体 角のうちコンプトン抑制の為の BGO 検出器に よって約半分が占められる。つまり、コンプト ン抑制型では「捨てるための検出器」の存在の 為に立体角の上限が約 2π に制限される。

「トラッキング型」では、Ge 結晶内でのガ ンマ線の相互作用を追跡し、外部検出器なし でコンプトン抑制を実現する。これにより、高 い P/T 比を維持しながら立体角をさらに増や すことが出来る。これらの効果により、トラッ キング検出器による 4π アレイの最終的な「感 度」^{*1}(sensitivity) はコンプトン抑制型のそれに 比べ最大で 1000 倍に達する。^[17]

また、トラッキング機能の一部としてガンマ



図 2.5: 米国が開発中の GRETINA^[9]



⊠ 2.6: RCNP-GRETINA

^{*1} ここでの「感度」は、ガンマ線分光法で調べ得る核に於ける強度の逆数をいう。

線相互作用位置を高分解能で特定できることから、ガンマ線放出角度を調べたり、ドップ ラーシフト補正にも利用できる。

トラッキング型は AGATA が欧州で、GRETINA が米国で共に 2000 年代初頭から開発 が進められている。そして日本では我々核物理研究センターのグループが GRETINA と同 型の検出器の開発に着手した。これを本修士論文では "RCNP-GRETINA" と呼称する。

2.3 ガンマ線トラッキングによるコンプトン抑制の原理

検出器に使用される Ge 結晶の内部で、入射したガンマ線が Ge 原子と相互作用した位置 及びそこでガンマ線が失った (=検出器に付与した) エネルギーから、ガンマ線の軌跡を再 構成する。1 MeV のガンマ線が Ge 結晶に入射した場合、それが光電吸収されるまでの間 に平均 4 回のコンプトン散乱が起こる。ガンマ線の発生位置が決まっている場合、原理的 には 2 点の相互作用の位置と付与エネルギーが正確に観測出来れば、コンプトン散乱の式 (B.4) との整合性から光電吸収事象か否かの判別が出来る。



図 2.7: 検出器内で 4 回のコンプトン散乱が生じた 後の逸脱の様子。検出器が受け取るエネルギーは コンプトン散乱時の付与エネルギーとなる。検出 器の出力 (エネルギー付与量) だけでは光電吸収事 象か否かの判別は不可能。 Ge (1) コンプトン抑制検出器を周りに配置した場 合、Ge 検出器内でのコンプトン散乱後に逸脱する とコンプトン抑制検出器でガンマ線を同時計測す る場合があり、その事象を選択的に除去することで P/T 比が向上する。但し、検出器後方に散乱した 場合等、コンプトン抑制検出器で検出できなかった

プトン抑制検出器

2.3.1 相互作用位置の特定の原理

相互作用位置の特定は電極からの出力波形の解析によって行う。検出器は外側の電極が 分割されており、電荷が吸収されなかった電極にも波形は誘起される。これは、電荷が吸収 された電極がその前から波形が生成されることと同じ理由である。

場合は抑制できない。

電極によって作られる電場中を電荷が移動すると、移動する電荷によって電場が乱される。これを抑えようとするために電極に鏡像電荷 (image charge) が生成される。これが電極に於ける電流の積分値、即ち電荷 Q(t) に変化を与える。



図 2.9: トラッキング型の場合、コンプトン抑制検出器が無くてもコンプトン抑制が可能。Ge 検出器だけを密 着させて並べることが出来る為、大立体角化できる。



図 2.10: ガンマ線相互作用により生じた電子正孔対が電場中を移動することによって電極での電荷量が時間に よって変化する。電荷が吸収された電極では最終的な波高が生じた電子 (正孔)の電荷量となり、これは即ち ガンマ線が付与したエネルギーに比例する値として出力される。これだけでなく、他の電極にも時間によって 変化する鏡像電荷が誘起される。

この電荷量は Shockley-Ramo の定理^[8] により、

$$\Delta Q = -q\{\phi(x_f) - \phi(x_i)\}$$
(2.1)

と書くことが出来る。

ここで、 $\phi(x)$ は、鏡像電荷の誘起量を計算する電極のみによる電位である。即ち、実際 にはすべての電極に電圧がかかっていたとしても、その電極だけに 1 V の電圧が掛かって いるとした場合の電位で計算する。



図 2.11: Shockley-Ramo の定理の概念図

2.4 実際の手法

2.4.1 相互作用位置の特定

RCNP-GRETINA は1検出器につき4つの Ge 結晶を備え、その結晶は周方向及び軸方向 に6分割された外側の電極、および中心軸側の 電極を加えた37 電極を持っている。相互作用 によって生じた電子正孔対は電極が作る電場分 布に従って移動し、いずれかの電極に吸収され る。電場分布により、この時吸収された電極に よって相互作用位置がその範囲に制限される。

また、この電極での波形を観測すると図 C.2 で記したように電子と正孔の移動度の違いから 相互作用位置の陽極と陰極の間の位置関係、即 ち半径方向の位置を求めることが出来る。



図 2.12: GRETINA 検出器の 4 つの Ge 結晶 配置 (a) と一つの結晶の電極の分割の様子 (b)。 ^[10] 結晶は同軸型で長さ 9 cm、直径 8 cm であ る。

さらに、電荷が吸収されなかった電極の波形にも相互作用位置の依存性があり、これらを 解析することで軸方向及び周方向にも相互作用位置を求めることが出来、位置を3次元的に 決定することが出来る。

例えば、図 2.11 のような状況を考える。

電極0を陽極、1,2を陰極とする。1,2は同じ電圧を掛けると0と1,2の間には一様電場 が生じる。ここで、電極0と2の間に電子正孔対が生成されたとする。電子と正孔はそれ ぞれ真っ直ぐに電極0と2に向かう。このとき、電極1のみによって作られる電場を考え ると、等電位線(電気力線でもよい)が電極0と2の間にまではみ出すことは容易に想像で きる。即ち、電子と正孔がそれぞれ電極0と2に吸収されるまでに移動する経路には電極1 のみによって作られる電位に勾配が存在する。同じ電極0と2の間であっても、電極1に 近いほど移動中の電位変化が大きくなる。即ち電極1に大きな波形を誘起する。逆に電極1 から遠い所で電子正孔対が生成すると、電極1の波形は小さくなる。

RCNP-GRETINA では、電極が周方向、軸方向に分割されているので電荷が吸収された 電極に隣接する電極の波形から、周方向、軸方向にも位置がわかる。



図 2.13: 図中の結晶の電極 y3 内の①と②の位置で相互作用が生じた場合の波形を図 2.14 に示す。



図 2.14: 図 2.13 で、相互作用点①の時の計算波形 (左) と、②の時の計算波形 (右)。横軸は時間で 1 μs 間、 縦軸は電流の積分値 (=電荷量) を表し、γ3 電極での波高を 1 で規格化、他の電極は 5 倍の高さにして表示し ている。相互作用点が z 方向に変わることで β3 と δ3 の波形が大きく変化する。

2.4.2 位置ごとの波形計算

実際に波形から相互作用位置を導出するには計算波形との比較により決定する。図 2.15、 2.16 に結晶内で波形を計算した点を示す。

検出器から得られた波形は、まず最も近い形状の計算波形を探す。次にその波形計算点の 近傍にある他の点の波形を重みづけして足し合わせ、最もよく合うパラメータを決定する。 それにより波形計算点の間のどの位置での波形かを精密に調べることが出来る。

また、複数の相互作用点がある場合も想定し、この波形はそれぞれの点でのエネルギー付 与量によって重みづけられた波形の足し合わせとして計算される。

解析プログラムでは、相互作用点数は最大 16 点とし、何点の相互作用点がどのように配置されるかを振りながらもっとも実際の波形に合うパラメータを探る。相互作用点を増や すほど自由度が増え、X² が小さくなるので、点数によってペナルティーファクターを掛けることで、むやみに相互作用点が増やされた値を解として導くことを防止している。ま





図 2.15: *r* - *z* 面での波形計算点。正孔が吸収され る電極毎に色分けしてある。

図 2.16: 結晶先端部の x - y 平面での波形計算点。

た、非常に近い位置の2点を持つ場合が最適解と判定された場合にそれは1点として扱う といった処理も行っている。

2.4.3 トラッキング



図 2.17: 位置分解能によるエネルギーごとの P/T 比の変化^[16]

波形解析から得られた相互作用点の位置及びエネルギー情報 (Mode2 データ)を基にコ ンプトン散乱式との整合性からガンマ線の軌跡を計算により求める。位置分解能やエネル ギー分解能が有限であるため、実際には完全なトラッキングが出来るとは限らない。

Ge 検出器はエネルギー分解能は十分良いので、トラッキングの性能を決めるのは殆ど位置分解能になる。図 2.17 に位置分解能によるエネルギーごとの P/T 比の変化を示す。

理想的には位置分解能 0 mm の場合は P/T 比はほぼ 100 % になる。本研究に於いては、 現実的に達成可能な目標として、1 MeV で P/T 比が約 70 % となる 1.5 mm を目指す。

2.5 検出器本体の構造

検出器の先端は、同じ検出器を隣接した際に隙間なく配 置できるように六角形を単位とした形状になっている。そ れに合わせて、内部の結晶も六角形のテーパが切られてい る。結晶が格納される低温槽 (cryostat) は液体窒素で冷却 し、ここに前段 FET も収納されている。検出器中腹には プリアンプが格納されている。プリアンプはチラーで冷却 した不凍液を循環させて冷却する。後ろ側は 3.5 ℓ液体窒 素デュワーになっており、一度の補給で約 12 時間使用でき る。プリアンプ電源及び信号出力といった電気関係は、結 晶に掛ける高圧電源を除き全て Radiall Box^[19] を介して接 続される。

検出器に取り付けられている結晶は、その形状から A タ イプと B タイプに分かれる。標的位置から見た結晶の配置 を図 2.19 に示す。結晶部分に書かれている番号は電極番号 (α1 等の数字部分)である。



図 2.18: Radiall Box



図 2.19: 標的位置側から見た結晶配置

2.6 信号処理回路

2.6.1 信号処理の流れ

検出器から出力された波形のアナログ信号はデジタイザでデジタル化されるほか、各電極の付与エネルギー量、結晶 (検出器) 番号、トリガーが発行された時刻 (タイムスタンプ) 等を含んだデジタルデータ (Mode3) となる。次に Computer Cluster で Mode3 データを処理し、相互作用点の位置とエネルギー情報 (Mode2) を生成する。そのあとさらに Computer Cluster で Mode2 データを処理し、相互作用過程 (Mode1) を計算する。Mode2, Mode1 データの生成は基本的にはオンラインで行われる。

| | L. | | Mode3 data | | Mode2 | | Mode1 | ₩, |
|-----|--------|-------------------|------------------------|------|-----------|--------|--------|-----|
| 検出器 | アナログ波形 | GRETINA Digitizer | トリガのタイムスタンプ結晶(検出器)番号波形 | 波形解析 | 相互作用点の位置と | トラッキング | 相互作用過程 | HDD |

- 図 2.20: 信号処理の流れの概略
- 2.6.2 信号波形の処理



図 2.21: GRETINA の信号処理回路の概略。RCNP-GRETINA は今のところ検出器は 1 台だけなので Detector #2 以降は無い。

各結晶からの信号は、外側電極 36 ch と CC の合計 37 ch 出力で、これらの信号はまず、 検出器に一体となって付属している前置増幅器 (Preamplifier) によって増幅される。ここ で、CC は異なる 4 つの利得のプリアンプで処理され、4 種類の出力信号に複製される。

ここで増幅された信号波形を、ケーブルを通じて GRETINA Digitizer で取り込み、波形 形状をそのままデジタル化する。

2.6.3 GRETINA Digitizer

GRETINA Digitizer は米国ローレンス・バークレー国立研究所 (Lawrence Berkeley National Laboratory, LBNL) で開発された独自の VME モジュールである。1 結晶につき 4 台、1 検出器に対し 16 台使用する。1 台で 10 ch の信号波形処理が可能である。

1 結晶に対して使われる 4 台の内の 1 台は Master Digitizer と呼ばれる特別なデジタイザ で、陰極 36 セグメント中の 9 セグメントと中 心軸となる陽極 (Cental Contact, CC) の信号 1ch の合計 10ch を処理する。この CC の波形 をトリガーとして使用する。他の 3 台は Slave Digitizer で、 陰極の 9 セグメントと利得の異 なる CC 波形を処理する。

波形形状データは10ns毎に波高を数値化し、



 \boxtimes 2.22: GRETINA Dizitizer

波高の値は 14 bit (即ち 16384 段階) で表現される。実際には正負情報等で余分に 2 bit 消費し、16 bit = 2 byte のデータ量となる。これを 1860 ns 間、186 個の波高値を記録する ので、一つの波形データにつき 372 byte である。他にタイムスタンプなどの情報を含み合計 400 byte になり、結晶全体で 40 ch 分あるので 16 kB, 4 結晶とも動作した場合は 64 kB / event となる。

2.6.4 トリガー

GRETINA 検出器の信号をトリガーにする場合は、いづれかの結晶の CC が鳴ったタ イミングを基準とする。Master Digitizer からのトリガー信号をルーターを介して Master Trigger モジュールに送ってトリガーを発行する。

2.6.5 コンピュータでの信号処理

デジタイザでデジタル化された波形は IOC (Input / Output Controller) から LAN ケー ブルで出力され、複数の IOC からの信号をハブで集約したうえでコンピュータに取り込ま れる。IOC の処理速度は 20 MB/s で、1 台で 1 結晶分のデータを扱うため、事象のカウン トレートとして、1000 cps が上限となる。

波形データ (Mode3 データ) は HDD に書き込むだけでなくオンラインで解析され、数個 の相互作用点の位置とそこでのエネルギー付与量 (Mode2 データ) と、Mode2 データから 再構成されたガンマ線の軌跡、全エネルギー吸収か否かの判別 (Mode1 データ) が同時に計 算される。

2.7 電源・インターロック

電源は結晶毎に用意し、結晶に掛ける高圧電源は +5000 V、プリアンプ用低圧電源は ±13 V である。高圧電源だけは Radial Box を介さず、検出器に直接接続する。

低圧電源は一旦ブレイクアウトシャーシ (Breakout Chassis) へと接続する。ブレイクアウトシャーシは 低圧電源や、結晶及びプリアンプ温度を監視し、以上 があればインターロック信号を出力して、回路保護の 為高圧電源を下げる。

2.8 使用手順

2.8.1 液体窒素による冷却

前述の通り、Ge 検出器は液体窒素温度まで冷えた状態で 電圧を掛けなければならない。(RCNP) GRETINA 検出 器は結晶の体積が大きいので冷え切るのに時間がかかり、 約3日間を要する。

2.8.2 電圧の印加

各結晶には高圧電源 (HV, + 5000 V) を印加する。HV を掛ける前に必ずプリアンプ電源を先に入れておく必要が ある。また、HV を掛ける際は急激に電圧を上げると電圧 変化により FET に大電流が流れるので、オシロスコープ で確認しながらゆっくりと電圧を上げていく必要がある。 そのため、電圧を上げるのには 30 分 - 1 時間ほどかかる。

2.8.3 スーパーパルス法による波形補正

データとして処理する信号波形は、厳密に電極に付与さ れる電荷の時間変化をそのまま表せているわけではなく、 実際にはプリアンプ整形時の有限な時定数に起因する歪曲 や信号線間の混線 (crosstalk) の影響を受ける。これらの電



図 2.23: ブレイクアウトシャーシ



図 2.24: 液体窒素補給の様子

気回路による影響を調べる方法がスーパーパルス法 (Superpulse Method)^[11] である。

GRETINA でのスーパーパルス法は、規定の標的位置に ⁶⁰Co を置いたときに得られる 36+1 個の電極からの平均的な信号波形を、計算により予想される平均波形と比較すること で、波形に含まれる電気回路による影響を推定する方法である。位置導出の為の波形解析 (Mode2 解析) では、この影響を含めた計算波形を使用する。ちなみにスーパーパルスとは 各電極からの波形を横1列に連結して並べることで得られるパルス列である。



図 2.25: スーパーパルスの例。左から $\alpha 1, \alpha 2...$ となっており、右端は CC 出力である。

第3章

NewSUBARU に於ける γ 線ビーム照射実験

本実験は、平成 30 年 8 月 2 日から 6 日の日程で、兵庫県赤穂郡にある放射光施設 NewSUBARU の BL01 ガンマ線ビームラインで行った。ここでは、実験の目的、方法につ いて説明する。

3.1 目的

この実験では検出器の位置分解能評価を行う。ここでいう位置分解能は、検出器により再 現された反応点の分布の広がり、即ち精度 (Precision) と、反応が生じた真の位置にどれだ け近いか、つまり正確度 (Accuracy) との 2 つの意味を持つ。

この実験を行う前に事前実験として、同年3月に¹³⁷Csによる実験ではコリメータで細く 絞ったガンマ線を入射して検出器で再現した反応点分布から位置精度を調べる実験を行っ た。又、¹³⁷Cs線源を用いた測定ではコリメータを使用し、ビーム状にした際の強度は小さ く、統計量が不十分であった上にコリメータ通過後のガンマ線位置分布が広がることから、 検出器後方では性格な測定が出来なかった。

放射光施設 NewSUBARU のレーザーコンプトン散乱ガンマ線ビームを使用することに より、ビーム状の強力なガンマ線を使って、同時計数法により特定位置での反応を観測する 実験とビームによる全反応を取得する実験を行い、写真測量により実際の相互作用位置を幾 何的に求め、検出器の位置分解能を精度と正確度の両面から評価する。

3.2 原理

3.2.1 90 度散乱の同時計数測定による特定位置相互作用事象の取得とペンシルビーム測定

今回の実験では2種類の測定方法を行った。「ペンシルビーム測定」と「同時計数測定」 である。

ペンシルビーム測定は細いビーム状のガンマ線 (ペンシルビーム)を検出器に入射すると、 ビームライン上に相互作用点が集まることから、ある直線上にある相互作用点での検出器の 応答を調べることが出来る。

同時計数測定では同様にペンシルビームを入射させ、検出器の横に鉛スリットを設置、その背後に別のガンマ線検出器を設置し2つの検出器で同時計数事象のみ取得すると、検出器内の特定点で90度散乱した事象のみ計数されることから、特定点での相互作用に対する出



図 3.1: ペンシルビーム測定 (A) と同時計数測定 (B)

力波形を調べることが出来る。

3.3 実験セットアップ

我々が実験した際には GACKO ハッチ内で 2 mm ϕ のコリメータを使用し、ビームを更 に細く絞ったが、最大で 30k [/s] 程度のガンマ線が得られ、強度は十分であった。尚、ビー ム強度はレーザー強度を変えることで実験者が自由に変更することが出来る。

ガンマ線ビームエネルギーは 1.71 MeV と 3.90 MeV で測定を行ったが、本論文では主と して 3.90 MeV での測定データについて解析する。



図 3.2: GACKO 実験ハッチ内の実験セットアップ。2 台の墨出しレーザーを使ってコリメータ及び検出器の 位置調整を行っている様子。

3.3.1 NewSUBARU 放射光施設

NewSUBARU は兵庫県赤穂郡にある放射光施設で、大型放射光施設 SPring-8 に併設されており、前段の直線加速器を共有する。主として極端紫外光から軟 X 線領域のシンクロトロン放射光を発生することを目的としている。但し、我々の実験で使用するのは後に詳し



図 3.3: 同時計数測定の為の配置。GRAPE 検出器との間に鉛ブロック 2 個でスリットを作っている。検出器 に貼られている白と黒の目玉のようなシールは写真測量用のマーカー。



図 3.4: NewSUBARU の BL01 ガンマ線ビームラインと実験室 GACKO

く述べるがレーザー逆コンプトン散乱ガンマ線であり、放射光ではない。

我々が実験で使用したのは BL01 ガンマ線ビームラインである。ここではシンクロトロ ンの中を飛んでいる電子に目掛けてレーザー光を当て、レーザー光と電子とのコンプトン 散乱で生じたレーザー逆コンプトン散乱ガンマ線を発生することが出来る。レーザー逆コ ンプトン散乱で得られるガンマ線のエネルギーについては次小節で述べる。発生したガン マ線はビームラインを通り、実験ハッチへと送られる。BL01 ビームラインには 2 つの実 験ハッチがあり、我々は第二ハッチ「GACKO」 (月光, **GA**mma **C**ollaboration Hutch of **KO**nan University) で実験を行った。

3.3.2 レーザー逆コンプトン散乱で得られるガンマ線エネルギー

レーザー逆コンプトン散乱で得られるガンマ線エネルギーは次式で表される。[7]

$$E_{\gamma} = \frac{4E_L E_e^2}{(m_e c^2)^2 + 4E_L E_e} \left(\frac{1}{1 + \frac{E_e^2}{m_e c^2 + 4E_L E_e}}\theta^2\right)$$
(3.1)



図 3.5: レーザー逆コンプトン散乱

ここで、

 E_{γ} :
 散乱 γ 線エネルギー

 E_L :
 入射レーザーエネルギー

 E_e :
 電子の運動エネルギー

 $m_e c^2$:
 電子質量 (511 keV)

θ : レーザー光子が正面衝突した後の散乱角

である。ちなみに、 E_L は波長 λ を用いて、

$$E_L = \frac{hc}{\lambda} \tag{3.2}$$

と書ける。また、丁度正面衝突 ($\theta = 0$) になるときは E_{γ} が最大値をとり、

$$E_{\gamma} = \frac{4E_L E_e^2}{(m_e c^2)^2 + 4E_L E_e}$$
(3.3)

である。ここで、

- $\lambda = 10.52 [\mu m] (CO_2 \lor \rlap{W} -)$
- $E_e = 974 [\text{MeV}]$

を代入すると、 $hc = 1.23984 \times 10^{-6} [\text{m} \cdot \text{eV}] = 1.23984 [\mu\text{m} \cdot \text{eV}]$ を用いて $E_L = 0.1179 [\text{eV}]$ であるから、 $E_{\gamma} = 1.71 [\text{MeV}]$ となる。以下、 $\text{CO}_2 \, \nu$ ーザーを使用した際の蓄積電子エネル ギー E_e に対応する最大 γ 線エネルギー E_{γ} を表に示す。

表 3.1: CO₂ レーザー ($\lambda = 10520$ nm) を使用した際に得られる最大 γ 線エネルギー E_{γ}

| 蓄積電子エネルギー E_e (MeV) | 最大 γ 線エネルギー E_{γ} (MeV) |
|-----------------------|---------------------------------------|
| 974 | 1.71 |
| 1470 | 3.90 |

3.3.3 90 度散乱の同時計数測定

我々は検出器内の特定の一点で散乱した事象を選択するために、2つ目の検出器で散乱ガ ンマ線を同時測定する測定を行った。

ビームライン上に RCNP-GRETINA を設置し、検出器の横に 2 mm の鉛スリットを設置 する。スリットの背後には別のガンマ線検出器 (GRAPE)^[13] を設置する。スリットはビー



図 3.6: 同時計数測定の為の配置

ムラインに対して 90 度になるように配置しする。ビームとしてやってきたガンマ線がス リット面との交点となる位置で丁度 90 度コンプトン散乱を起こし、スリットを通り抜けて 別置検出器に入射した場合、性能評価対象の RCNP-GRETINA 検出器と、GRAPE 検出器 の両方で事象が同時計数され、特定の1点での反応のデータを集めることが出来る。

3.3.4 ペンシルビーム測定

実験原理の節でも説明したように、ペンシルビームを検出器に入射すると、ビームライン 上に相互作用点が集まることから、直線上にある相互作用点での検出器の応答を調べること が出来る。

これを同時計数測定と同様、2 mm の鉛コリメータで絞ったビームを入射してデータを取 得した。

3.3.5 写真測量

正確度の評価の為に我々は写真測量 (Photogrametory) を利用した。写真測量とは、同一 物体を複数の角度から写真を撮影し、それを基に物体の形状を3次元的に再現する測量手法 である。詳細については「付録 A 写真測量 (Photogrametory)」で述べる。

今回はこれを使用し、検出器内での真の反応位置となるビームライン位置と、前述の同時 計数反応位置の導出を行った。同時計数反応位置は写真測量による誤差及び、そこからの外 挿により結晶内部での位置を推定したことによる影響で±0.6 mm の精度で求まっている。 尚、今回解析に使用した写真測量そのものの精度は 0.02 - 0.1 mm であった。

3.4 予想される同時計数率

NewSUBARU 施設では、レーザーと電子の衝突により散乱 γ 線が生成される位置から GACKO 実験室の中心までは約 16.4 m ほど離れており、実験室に配置したコリメーターを 通り抜けた γ線は限りなく並行に近いビームであると言える。

そこで、計算の簡略化の為に入射 γ ビームを並行光、Pb コリメータを完全遮蔽体と仮定 する。

ここで、90 度散乱確率を計算するのに必要なコンプトン散乱の微分反応断面積は Klein・ 仁科の式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left\{ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right\}^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)\{1 + \alpha(1 - \cos\theta)\}} \right]$$
(3.4)

である。ここで $\alpha = \frac{h\nu}{m_ec^2}$ である。 90° 散乱の時は $\cos \theta = 0$ となるため、

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=90^{\circ}} = \frac{1}{2} Z r_e^2 \left(\frac{1}{1+\alpha} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2}{(1+\alpha)} \right\}$$
(3.5)

と簡略化される。

使用する2台の検出器、コリメーター、スリットを図3.7の様に配置すると仮定する。



図 3.7: 同時計数率計算の為の設定条件

まず、入射ガンマ線については 3.9 MeV で 3.6×10^4 [/s] の強度で^{*1}大きさ 2 mm ϕ の平 行ビームとして照射されているとする。横に 2 mm スリットを置くので、90 度散乱したと きに GRAPE に到達しうる散乱位置の範囲は 2 mm $\phi \times$ 2mm の空間となる。(これを散乱 空間と呼ぶことにする) 散乱空間は RCNP-GRETINA 検出器の深さ 2 cm、GRAPE 側の 側面から 1 cm の位置にあるとして散乱空間から GRAPE 迄の距離は 14 cm とする。また、 GRAPE の結晶の大きさは直径 6 cm である。

これらを基に、RCNP-GRETINA 内部での減衰率、90 度散乱断面積、散乱後 GRAPE で検出しうる有効立体角および GRAPE の固有検出効率から同時計数率を計算で求めると 4.98×10^{-2} cps (179 cph) となった。

^{*1} 実際に測定された CC 計数率が 28k [cps] であったことから逆算して推定した強度

また、90 度散乱後のエネルギーはコンプトン散乱の式 (B.4) より 452 keV となる。即 ち、RCNP-GRETINA に散乱時に付与されるエネルギーは 3900 – 450 = 3450 keV 程度と なる。

3.5 プリアンプの最大耐強度の見積もり

プリアンプが最大電圧超過とならない最大計数率を試算する。最大電圧を超える時間が 5% となる時の関係式は、文献^[12]より、

$$n = \frac{2}{T_d} \left(\frac{V_m - E_\gamma G_c}{2.5 E_\gamma G_c} \right)^2 \tag{3.6}$$

ここで、

$$n$$
 : 計数率 [cps]

$$T_d$$
: 減衰定数 $[s]$

- V_m : 電圧の上限 [V]
- *E_γ* : 放射線の平均エネルギー [MeV]

 G_c : プリアンプ感度 [V/MeV]

である。プリアンプの仕様より、

$$T_d = 50[\mu s] = 5 \times 10^{-5} [s] \tag{3.7}$$

$$V_m = 2[V] \tag{3.8}$$

$$G_c = 60 [\text{mV/MeV}] = 6 \times 10^{-2} [\text{V/MeV}]$$
 (3.9)

であるから、このプリアンプでの $n \ge E_{\gamma}$ の関係は

$$n = 6400 \left(\frac{33.3}{E_{\gamma}} - 1\right)^2 \tag{3.10}$$

となり、3.9 MeV の γ 線を入射する場合は文献 ^[12] よりその半分を平均として $E_{\gamma} = 1.95$ [MeV] を代入し、

$$n = 1.7 \times 10^6 [\text{cps}]$$
 (3.11)

を得る。これより、プリアンプ能力面では γ 線強度 1.7 × 10⁶[cps] 程度以下であれば耐えられると言える。

3.6 測定一覧

本論文では取得した実験データのうち以下の測定について解析する。

OR ①は、同時計数測定で、特定位置での相互作用による波形取得を目的としている。 DAQ の同時計数率は 2 cps 程度であった。43 分間測定しているので、前節の計算から 128 個程度の真の事象が含まれていると期待される。

(2)(3)は共にペンシルビーム測定で、(2)では写真測量との比較した。

③では2結晶運転を行い、ビームを2結晶の境界付近に打ち込み、隣の結晶へと逸脱し たガンマ線についての評価を行った。

| 番号 | エネルギー (MeV) | 照射強度 (cps) | 時間 (分) | トリガー | 備考 |
|----|-------------|------------|--------|------|--------|
| 1 | 3.90 | 28000 | 43 | 同時 | - |
| 2 | 3.90 | 1000 | 10 | 自己 | - |
| 3 | 3.90 | 800 | 17 | | 2 結晶運転 |

3.7 検出器の較正

RCNP-GRETINA は ⁶⁰Co、GRAPE は ¹⁵²Es 線源で較正を行い、その時に得られたヒス トグラムを図 3.8、3.9 に示す。



図 3.8: RCNP-GRETINA の 60 Co 較正。1173 keV のピークの広がりは FWHM = 3.01 keV



図 3.9: GRAPE の 152Eu 較正。344 keV のピー クの広がりは FWHM = 12.2 keV

GRAPE は2個のプレナ型結晶から成る Ge 検出器で、電極がそれぞれ9個に分割されて いる。本研究に於いては個々の電極毎のエネルギー値は不要で、検出器全体での付与エネル ギーの総和のみが必要であったため、それぞれの電極に対応するプリアンプの利得調整を行 い、サムアンプで全 18 電極からの信号を足して得られたエネルギー値を使用している。そ のため、エネルギー分解能が Ge 検出器としての本来の性能と比べて劣化している。

3.8 ビームの測定

3.8.1 エネルギー測定

まずは、ガンマ線ビームを照射した際に RCNP-GRETINA 検出器で得られたエネルギー ヒストグラムを図 3.10 と 3.11 に示す。

これらは、1 つの結晶の中心電極 (セントラルコンタクト、CC) から得られたものである。 図中に示される赤の線はこの結果から予想される全吸収事象の分布、即ちビームそのものの エネルギー分布を表す。これはレーザー逆コンプトン散乱ガンマ線のエネルギー分布^[18]を 結果に対してフィットして得たものである。エネルギー較正は⁶⁰Co の 1173 keV 及び 1332 keV の 2 点で行っている。以降、特に記述がないものはこの較正結果を使用している。結 晶は陰極が 36 分割されているが中心軸側である陽極は分割されておらず、結晶内でのエネ



図 3.10: 1 GeV 運転 ($E_{\gamma} = 1.7$ MeV) の時の GRETINA 検出器でのエネルギーヒストグラム。 1.4 MeV 付近にコンプトン端が現れている。



図 3.11: 同様に 1.5 GeV 運転 ($E_{\gamma} = 3.9$ MeV)の 際のヒストグラム。エネルギーが高いのでコンプ トン成分は多くなる。

ルギー付与の総和である。したがって、単一の陰極からの信号に比べて、S/N 比はずっと高くなる。

3.8.2 ビームの大きさ

これ以降、ビームにより生じる相互作用点分布について議論する。そのために検出器に入 射するビーム自身の広がりを見積もる。





図 3.13: MiniPIX で得られたガンマ線ビームの *x* 方向分布。

図 3.12: MiniPIX で得られたガンマ線ビームの *x* - *y* 分布。

まず、コリメーターを通過した後のガンマ線ビームの大きさを MiniPIX で調べた。 MiniPIX は受光面が 14×14 mm で、 256×256 pixels にセグメント化されている Si 検出器である。

MiniPIX によるビームの大きさの測定結果を図 3.12 と 3.13 に示す。x 方向に射影した ビーム分布は $\sigma_x = 0.85$ mm であった。

但しこの分布は、検出器内での散乱電子の移動によって広がるため、実際のビームの大き さはこれよりも小さいということしか言えない。 また、ビームの広がりをコリメーターの孔の大きさ (r = 1 mm) から計算で求めると次のようになる。

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{\pi r^2} \int_{-r}^{r} 2x^2 \sqrt{r^2 - x^2} dx$$

= $\frac{2}{\pi r^2} \frac{1}{8} \left[x \sqrt{r^2 - x^2} (-r^2 + 2x^2) + r^4 \tan^{-1} \left(\frac{x}{\sqrt{r^2 - x^2}} \right) \right]_{-r}^{r}$
= 0.25 [mm] (3.12)

$$\therefore \sigma_x = 0.5 \,[\mathrm{mm}] \tag{3.13}$$

これは 2 次元の円分布を 1 次元に射影したときの広がりを分散 σ^2 の定義から計算したものである。ここで分散の定義は、

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2 \tag{3.14}$$

で表され、ここでは値の平均 μ を 0 としている。図 3.14 のような半径 r の円についてその



図 3.14: 半径 r の円

面が一様だとして x 方向の分散を計算したのが式 (3.12) である。

本研究に於いては MiniPIX で求めたビームの大きさよりも計算値の方が小さかったこと から、計算値をビームの大きさとして後の解析に使用する。

第4章

解析

ここでは、同時計数測定、ペンシルビーム測定及び2結晶運転での Add-Back 測定について解析し得られた結果について述べる。

4.1 同時計数測定

同時計数測定では RCNP-GRETINA と GRAPE 検出器を使用した。同時計数された事 象の GRETINA と GRAPE 双方のエネルギー分布を図 4.1 に示す。



図 4.1:2 mm スリット使用時の GRAPE vs GRETINA

真の 90 度散乱事象であれば ($E_{\text{GRETINA}}, E_{\text{GRAPE}}$) = (3450,452) keV の位置に点が打た れる筈である。しかし、この図を見る限りでは、その付近に点の密度が高くなっている部 分は見られない。代わりに E_{GRAPE} = 500 keV 付近に直線状に点が集まっているが、これ は RCNP-GRETINA 内部で対生成反応が起こり、その消滅ガンマ線による 511 keV と思 われる。

後の解析で判明したことだが、RCNP-GRETINA への入射レートが高すぎてエネルギー 分解能が著しく低下 (> 100 keV) していることが分かった。原因はプリアンプのベースラ インシフトと、積分時間内のパイルアップであると考えられる。これらの問題は、デジタイ ザの QDC で長時間の積分で得られた値を使用していることが原因であると思われる。今 後、波形データからエネルギーを取得する解析により正確なエネルギー値が得られるように なる予定であるが、本論文では高レート時に於ける RCNP-GRETINA のエネルギー値を使 用せずに解析する。

4.1.1 波形

得られた全事象のうち、真の 90 度散乱事象と思われる事象を選択する為、次のような条件を満たす事象を抽出した。

1. GRETINA の CC 及び β3 電極が 3000 keV 以上

2. GRAPE のエネルギーが 500 keV 以下

3. 反応点数が1

1. はパイルアップによるエネルギー上昇を考慮し下限のみ設定、2. は対生成事象を除外 するとともに GRAPE でのコンプトン散乱後の逸脱事象を含むために上限のみ設定、3. は Mode2 データを使用するので、これを波形解析の条件に入れることは本来望ましくないが、 これにより劇的にバックグラウンド事象を減らすことが出来るので今回使用している。

これにより全 5634 事象から 29 事象が選択された。これらの事象について、 β 3 電極及び 隣接する電極での波形を図 4.2 に示す。



図 4.2: 横軸のグリッド間隔は 100 ns、縦軸は β 3 の波高を 1 として規格化してあり、 β 3 以外は 5 倍に拡大さ れている。

尚、図 4.2 は波形の Raw data を補正したもので、ベースラインの高さ及びベースライン シフトに伴うベースラインの傾き、電極ごとの利得を調整し、β3 電極での波高が1になる ように規格化したものである。これらのうち、ベースラインシフトに伴うベースラインの傾 きと電極ごとの利得を補正しなかった場合、図 4.3 のようになる。



図 4.3: ベースラインシフトに伴うベースラインの傾きと電極ごとの利得を補正しなかった場合

4.1.2 計算波形との比較

まず、写真測量によって求めたビームライン位置と 90 度散乱散乱位置を図 4.4 に示す。 ビームラインは赤色帯、散乱位置は黒色四角形で表す。帯の巾、四角形の大きさは写真測量 による誤差と、ビーム自身の太さを合わせた値で描かれている。

次に、図 4.4 で示した写真測量で求めた散乱位置での計算波形を、測定した波形に重ねた ものを図 4.5 に緑色の帯で示す。帯の巾は、測量の誤差範囲で動かしたときに振れる波形の 巾である。

図 4.4 を見ると分かるように実際の波形とかなり近い波形になっていることがわかる。参 考に β3 電極に捕集される範囲内で頂点となる 8 点及び境界面の中心点とこの範囲の中心と 計 27 点での計算波形との比較を図 4.6 に示す。

4.2 波形解析による位置導出

取得した波形から計算波形との比較により導出された相互作用位置のデータを Mode2 データと呼ぶ。これによる解析の例を図 4.7~4.10 に示す。これらは、すべて $E_{\gamma} = 1.7$ MeV のビームを使用した同一の測定であり、プロットする事象を選択する際に課した条件 による変化を表す。



図 4.4: 写真測量により再現されたビームラインとコンプトン散乱位置。



図 4.5: 写真測量により求めた相互作用位置での計算波形との比較



図 4.6: β3 電極に捕集される範囲内 27 点での計算波形との比較



図 4.7: Mode2 解析により得られたすべての反応点の y-z 射影図。反応点数は 1703607。



図 4.8: エネルギーが 1600 keV 以上で、1 事象に 属する相互作用点のうち、最も高いエネルギーで ある反応点のみをプロットしたもの。これにより、 ほとんどの場合は入射後 1 回目の相互作用が選択 できるが、小さい角度でコンプトン散乱した後の 2 回目以降の相互作用点が多く残る。反応点数は 147261。



図 4.9: エネルギーが 500 keV 以上で、事象に属 する相互作用点が 1 点だけのもの。反応点数は 57783。



図 4.10: エネルギーが 1600 keV 以上で、事象に属 する相互作用点が 1 点だけのもの。入射したビー ムが一発で光電吸収された事象を想定。反応点数 は 5448。

4.2.1 ペンシルビーム測定の Mode2 データ

ペンシルビーム測定での Mode2 測定データを図 4.11、4.12 に示す。事象の選択には図 4.10 に倣い 1 事象での反応点が 1 点、CC のエネルギーが 2000 keV 以上であることとして いる。



図 4.11: *x* - *z* 平面で Mode2 の点分布と写真測量 との比較



図 4.12: y - z 平面で Mode2 の点分布と写真測量 との比較

また、図中に写真測量で得られたビームラインを誤差付きで赤色のバンドで示している。 これらの点分布について、*z*を5 mm 間隔で切って広がりσを求めたもの及びそれに対応 する写真測量の結果を表 4.1 に示す。また、これらの値をプロットしたものを図 4.13、4.14 に示す。

これらの結果から、検出器の性能として点分布の広がりを表す精度 σ (ビーム広がりを除

| N | Mode2 | | | Photogrametory | | |
|---------|-------|------------|------|----------------|------------|------------|
| z | x | σ_x | z | x | σ_x | Δx |
| 0 - 5 | -25.3 | 0.89 | 2.5 | -24.5 | 0.51 | -0.8 |
| 5 - 10 | -23.6 | 1.27 | 7.5 | -23.7 | 0.53 | 0.1 |
| 10 - 15 | -22.2 | 0.97 | 12.5 | -23.0 | 0.55 | 0.8 |
| 15 - 20 | -20.9 | 0.84 | 17.5 | -22.3 | 0.57 | 1.4 |
| 20 - 25 | -20.2 | 1.04 | 22.5 | -21.6 | 0.58 | 1.4 |
| 25 - 30 | -19.0 | 1.25 | 27.5 | -20.9 | 0.60 | 1.9 |
| 30 - 35 | -18.0 | 0.98 | 32.5 | -20.2 | 0.62 | 2.2 |
| 35 - 40 | -17.6 | 0.90 | 37.5 | -19.5 | 0.64 | 1.8 |
| 40 - 45 | -17.1 | 0.98 | 42.5 | -18.8 | 0.65 | 1.7 |
| 45 - 50 | -16.4 | 1.04 | 47.5 | -18.0 | 0.67 | 1.7 |
| 50 - 55 | -15.7 | 1.01 | 52.5 | -17.3 | 0.69 | 1.7 |
| 55 - 60 | -15.5 | 1.26 | 57.5 | -16.6 | 0.71 | 1.1 |
| 60 - 65 | -14.7 | 1.50 | 62.5 | -15.9 | 0.72 | 1.2 |
| 65 - 70 | -13.4 | 1.45 | 67.5 | -15.2 | 0.74 | 1.8 |
| 70 - 75 | -12.5 | 1.40 | 72.5 | -14.5 | 0.76 | 2.0 |
| 75 - 80 | -11.4 | 1.22 | 77.5 | -13.8 | 0.78 | 2.4 |
| 80 - 85 | -10.3 | 1.61 | 82.5 | -13.1 | 0.79 | 2.7 |
| 85 - 90 | -9.1 | 1.56 | 87.5 | -12.4 | 0.81 | 3.2 |

表 4.1: x - z 平面での Mode2 反応点の分布中心と広がり及び写真測量でのビーム位置とその差

いた値) と、真の位置からのずれである正確度 δ (写真測量で得た位置を真とする) を *x*, *y* そ れぞれの方向について求めると次のように結論付けられる。

| - | 精度 σ (mm) | 正確度 δ (mm) |
|---|------------------|-------------------|
| x | 1.07(24) | 1.66(71) |
| y | 1.00(22) | 1.15(75) |



図 4.13: *x* - *z* 平面で Mode2 の点分布と写真測量 との比較。赤のバンドは写真測量による測定誤差 の範囲、緑のバンドは Mode2 データのビーム広が りを表す。緑のバンド内の誤差棒は点分布の中心 値の誤差である。



図 4.14: *y* - *z* 平面で Mode2 の点分布と写真測量 との比較

4.3 2 結晶運転での Add-Back 測定

今回の実験は2結晶で同時運転のテストを行った。これは前節の測定一覧の表の③の測 定である。アドバック (Add-Back) は、隣接する2つ以上の結晶のエネルギー和を取り、 コンプトン後の逸脱したガンマ線を受け取った別の検出器からのエネルギーを足すことで P/T 比を向上させる方法である。ここでは、2結晶の境界付近にビームを打ち込み、この状 況が起こりやすい環境で測定を行った。



図 4.15: Add-Back による全エネルギー計数効率の 改善の様子。青のヒストグラムはビームを入射し た結晶 1 のみ (Add-Back していない)、赤は結晶 1 に隣接する結晶 0 での付与エネルギーを足した 値のヒストグラムである (Add-Back されている)。 但し、結晶 1 での付与エネルギーが 100keV 以下の 事象は省かれている。



図 4.16: 図 4.15 の Add-Back したヒストグラムを Add-Back していないヒストグラムを除算して得 られた相対計数率。3000keV 付近を境に、それ以 下の「バックグラウンド」のガンマ線が減少し、そ れ以上の「全エネルギー」の計数率が上昇してい る。

この実験は $E_{\gamma} = 3.9$ MeV で行われており、図 4.15、4.16 で示した通り、3900 keV 近傍 では計数が約 1.3 倍に上昇している。一方、2000 keV 以下の"バックグラウンド"領域では 計数が減少し、コンプトン散乱により逸脱したガンマ線が回収できていることがわかる。

第5章

議論と結論

5.1 議論

Mode2 データでの反応位置は写真測量でのビーム位置から誤差の範囲を超えて有意にず れている。縦向き入射時のデータでは x, y 共に Mode2、写真測量双方が互いに誤差範囲に 収まっているのは z = 5 - 10 mm の点のみである。

但し、写真測量自体も正確度はまだ測定できていない為、写真測量でのビームライン位置 を真の反応位置と断言することは出来ない。

また、写真測量のでデータを使わず、Mode2の点分布中心の近似直線をビームラインとして仮定した場合でも中心値の直線からのずれは中心値の誤差よりも大きくなる。

トラッキングを行う上での位置分解能目標は 1.5 mm であったが、点分布の広がり (精度) ではこの目標を達成しているが、分布中心の真の反応位置からのずれ (正確度) という点で はまだ達成していない。実際には双方の効果が重なるので、現時点ではトラッキングに必要 な位置分解能に達していないと言える。

だが、これは検出器自体の問題ではなく、波形から位置を導出する解析アルゴリズム、実際の波形と比較するためのシミュレーション波形の正確度に起因する問題であり、改善可能な問題である。

また、今回 3.9 MeV のガンマ線で 90 度散乱を測定したが、この時に付与されるエネル ギーは 3.45 MeV となり、一度に付与されるエネルギーとしてはかなり高い。散乱直後に電 子が持つ運動エネルギーもこの値とほぼ同等^{*1}で、これが Ge 結晶中を移動し、停止するま での飛程は図 5.1 から読み取るとおよそ 4.6 mm である。コンプトン散乱する際に大角度で 散乱し、大きなエネルギー付与が行われる場合は稀で、この測定方法を取ることにより特別 に一点で大きなエネルギー付与が行われる事象を選択的に取得したことが原因で位置分解 能が低下している可能性は否めない。そこで、反跳電子の移動の影響について考える。

5.1.1 反跳電子の移動

同時計数測定のセットアップで測定される 90 度散乱では、入射ガンマ線が 3900 keV、散 乱後のガンマ線が 452 keV、散乱時に検出器に付与されるエネルギーが 3450 keV である。 この 3450 keV の大半は電子の運動エネルギーになるので、前述の通り飛程はおよそ 4.6

^{*1} 実際には電子軌道の束縛から逃れるのに数十 keV が使われる。



図 5.1: Ge 結晶中での電子の CSDA (Continuous Slowing Down Approximation, 連続減速近似) 飛程^[14]

mm と見込まれる。また、この時の電子の反跳角度は式 (B.5) にこれらの値を代入すること で $\phi = 6.61$ [deg] という値を得る。電子線 (β 線) の $\frac{E}{dx}$ はほぼ一定であるため、4.6 mm の 飛程の間、常に一定のエネルギー付与があると考えると、エネルギー付与の中心位置はコン プトン散乱位置から 2.3 mm のところになる。コンプトン散乱される平面上での座標でい うと (2.28, 0.26) mm である。これを結晶座標系で x - z 平面で考えると、写真測量で求め た散乱位置 (-26.99, 18.87) mm より、エネルギー付与の中心位置は (-26.73, 21.15) mm で ある。

5.2 結論

Mode2 データで再現された位置分布は精度は十分良いことが分かった。だが正確度は不 十分であり、これらの足し合わせによる位置分解能はトラッキングを精度良く行うのに必要 な 1.5 mm に達しない。

波形解析アルゴリズム、シミュレーション波形の改良により位置較正し、正確度を高める 必要がある。

5.3 今後の展望

今回の実験では同時計数測定を 3.9 MeV ビームで行ったが、同時計数測定には低いエネ ルギーのビームの方が適していると考えられる。理由としては 90 度散乱断面積向上、プ リアンプのベースラインシフト抑制、反跳電子の移動距離減少、対生成断面積減少などが ある。

更に NewSUBARU で実験を行う場合は施設構造上、蓄積リング電子を 1 GeV に保つこ とが基本設計になっており、1 GeV の電子を利用して得られる 1.7 MeV ガンマ線の方が、 より大強度且つ安定的に利用できる。

また、今回は写真測量の結果のみを用いて位置の確認を行ったが、検出器の設計誤差な

ど、未知の系統誤差が含まれている可能性があり、この結果だけを以って「真の位置」とは 言い難い。例えば、境界近傍にビームを打ち込んだ際の応答変化を確認するなどの方法によ り、写真測量以外の方法による位置測量手法を模索する必要がある。

付録 A

写真測量 (Photogrametory)

A.1 背景

筆者の研究課題は検出器の位置分解能を評価することにある。位置分解能という概念に は2つの意味が込められており、その一つは精度 (Precision)、即ちどれくらいばらつきが 少なく表現されるかを示す量である。これは、細く絞ったビーム状のガンマ線を入射し、そ れを検出器で観測した際に、反応点として得られる点がどの程度広がっているかで評価さ れる。

他方は正確度 (Accuracy) であり、これは実際の反応点と検出器が示す反応点の分布中心 がどの程度近いかという量である。

これを評価するには実際の反応点がどこにあるかという位置情報が必要となる。Ge 検出 器のような体積のある検出器で内部のどの位置で反応が起きているかを推定するのは容易 ではなく、我々は写真測量の手法を用いることで、検出器の位置正確度の評価を行った。

この章には写真測量によって反応位置を導出した方法について説明する。

A.2 原理

ある基線の両端にある既知の点から測定したい点への角 度をそれぞれ測定することによって、その点の位置を決定 する「三角測量」の発展形として、複数の写真画像から対 象物の幾何学特性を得る方法である。複数の写真に写った ある点に対し、写真画像上の座標 (角度)の組から、その点 の3次元空間上での相対座標を計算により求めることが出 来る。

A.3 使用するシステム "V-STARS"

図 A.1: 写真測量では1つの物体 を複数の角度から撮影した写真の 視差により物体の3次元的形状を 再現する。

V-STARS は米国 Geodetic Systems, Inc 社の写真測量 システムで、撮影用カメラと、被測定対象の測量ポイント

となるマーカーなどの機材一式と、撮影した写真を解析し3次元座標へと変換するソフト ウェアからなる。

マーカーは CODE, TARGET, Scale Bar の3種類あり、CODE は固有の8点のパター



ンが記された正方形の板で、1 枚 1 枚に番号がついており、それぞれ異なるパターンになっている。TARGET は中心に点が記された円形のシールであり、測定する物体に貼り付けて物体の形状を調べるのに使う。Scale Bar は両端に 2 点が記されている棒で、2 点の距離は 110 cm である。

写真はこれらのマーカーが複数写るように撮影する。ソフトウェアでは、まず写真に写った白い点を認識する。これには、実際のマーカーではない点が多く含まれるので、閾値の調整や、或いは手動で誤認した点を取り除く。次に複数の写真に映り込んだ共通の CODE を探し出し、写真同士の位置関係を再構成する。さらに、複数の写真に映り込んだ TARGET を位置座標の整合性から同一の点かを判断し、同一の点であればその相対座標を計算する。 最後に Scale Bar の点を指定し、座標系のスケーリングを行う。

A.4 NewSUBARU 実験での測量

A.4.1 目的

検出器の内部にビームがどのように通っているかを知りたい。そのためには実験室内で ビームラインの位置と検出器の位置を正しく測量する必要がある。

同時計数測定を行った際の反応位置を計算する。

A.4.2 準備

実験室の壁に多数の CODE を貼った。

ビームライン決定の為に予め測量されたビームラインを示す印の上に TARGET を貼った。これは上流側、下流側の両壁で十字に交差している上下左右に各一点づつ貼っている。

検出器には、結晶が格納されているカバーフレームの前面の球面部分と側面に貼った。前 面には各結晶に対応する六角形部分につき3つづつ、出来る限り角に合わせるように貼っ た。側面には各面4つづつ貼っている。

尚この解析では position1 結晶の前面に貼った 3 つの TERGET のみを用いて検出器位置 を導出する。

A.4.3 実験室座標系、ビームラインの決定

我々が実験を行う前に、GACKO ハッチを利用して実験を行っていた京都大学のグルー プによりビームラインを示す線が水平、鉛直方向に壁に描かれていた。我々はこの線を目印 に、上流側、下流側それぞれ 4 点づつ TARGET シールを貼った。

合計 8 点貼った点のうち、水平を示す 4 点及び、鉛直を示す 4 点からそれぞれ最適な平 面を決める。この 2 つの平面が交わってできる直線を z 軸とし、上流側に貼った TARGET シール 4 点の対角線中心を原点、原点と上に貼った TARGET シールが作る方向を y 軸と した。

A.4.4 実験室座標系中での検出器位置の決定、結晶座標系との対応づけ

この解析に於いて最も難航した部分である。

解析には検出器前面に貼った TARGET シール 3 点を使用*1し、結晶座標系に対するその 3 点の相対位置関係を求めることで関係づけた。

検出器カバーフレーム・結晶の形状及び位置関係

まずは検出器カバーフレームの形状について説明する。これは実験で使う際の標的位置 を中心とした対称な設計になっている。表面は*r* = mmの球面、側面はすべて延長すると 標的位置を通る平面になっている。従って、側面同士が交差する部分にできる直線も標的位 置を通る。この直線は、標的位置を原点とした極座標系で方向 (*θ*, *φ*) が定義されており、こ れを基に検出器力バーフレームの形状をプロットしたのが図 A.2 である。



図 A.2: z = 平面、グリッド間隔は 1cm

実際には外からは見えない内側の点も定義されており、4 つの六角形を書くことが出来る。内側に描かれる点、直線は隣接する結晶同士の丁度中間にある境界線である。これを見ると、それぞれ正六角形ではない六角形であることがわかる。

次に結晶の形状について説明する。形状を示す略図は図 2.12 に示されている。

結晶は、先端に行くほど細くなる六角形型断面となるテーパが切られた円筒型である。 テーパの切り方についての厳密な値は表 A.1 に示してある。但し表の値は、途中でテーパ が終了し円形になることは考慮されていない。(*z* = 90 mm での値はテーパ部分の辺を延長 した際に *z* = 90 平面と交差する位置と考えればよい)

この解析では、B タイプの結晶について表の数値でプロットした際に最も上に来る頂点 と、最も下に来る頂点を使用する。これらの頂点を結ぶ対角線について計算出来てその中点 と y 軸に対してなす角を求めると表??のようになる。

後に詳細に述べるが、図 A.3 で示した通り、結晶は正六角形ではない。しかも、z = 0mm と z = 90mm では単に拡大された相似形ではなく、各辺の長さの比は一定ではない。 検出器内部で結晶に満たされていない余分な空間を最小限にするための最適な形状で設計

^{*1} 我々の研究グループの中に写真測量の経験者はなく、簡単の為に3点だけを使用する測定を行ったが、これでも相当大変だった。本当は側面に貼った TARGET の座標を使用した方が正確ではあるが、今回撮影した写真では GRAPE の陰になり殆ど写っておらず、解析に使用できなかったことを含め、今後再び写真測量する際には改善したいところだ。

| Num | x | y | z | Num | x | y | z |
|-----|----------|----------|--------|-----|----------|----------|---------|
| 1 | 30.3325 | -16.6962 | 0.0000 | 1 | 45.7428 | -25.1850 | 90.0000 |
| 2 | 3.2430 | -33.2720 | 0.0000 | 2 | 3.2524 | -51.1846 | 90.0000 |
| 3 | -27.3023 | -16.2481 | 0.0000 | 3 | -42.7582 | -25.5414 | 90.0000 |
| 4 | -29.6607 | 14.5631 | 0.0000 | 4 | -46.4594 | 22.8111 | 90.0000 |
| 5 | -0.9109 | 33.4637 | 0.0000 | 5 | -3.0092 | 51.3760 | 90.0000 |
| 6 | 30.3325 | 16.6479 | 0.0000 | 6 | 45.7428 | 25.1368 | 90.0000 |

表 A.1: タイプ B 結晶 結晶座標系での頂点の (x, y) 座標。



図 A.3: 結晶座標系で z = 0 [mm](左) と z = 90 [mm](右) での結晶の断面形状。但し、途中でテーパが終了 し円形になることは考慮されておらず、z = 90 mm での値はテーパ部分の辺を延長した際に z = 90 平面と交 差する位置である。両者は一見相似な六角形に見えるが、左の六角形を拡大しても重ならない。辺の角度は維 持したまま、辺の長さの比が変化している。

された結果である。

また、検出器を標的位置側から見てみると、六角形を4つ合わせた形状になっているが、 この六角形の中心と中に入っている結晶の中心は同じ場所ではない。図 A.4 を見てみると、 検出器の外側カバーフレームに接している側と、他の結晶に隣接している側で間隔が異な り、結果、中心位置がずれている。

このため、検出器の外側の形状から、内部の結晶の配置を計算するには大変な苦労を要した。

最後に、検出器カバーフレームと結晶の位置関係について述べる。

検出器の仕様書によると、結晶の六角形のテーパが切ってある部分では隣接する結晶との 距離が 2.65 mm、結晶からカバーフレーム外面迄の距離*²が 4.1 mm とされている。

^{*&}lt;sup>2</sup> 側面のみ



図 A.4: 破線 A は検出器の中心を通る線と、カバーフレームの中線。両者はいづれも標的位置へと向かうの で、その中線もまた標的位置へと向かう。破線 B は結晶の軸の中心線。結晶の位置が

計算手順

結晶座標系に於ける原点位置、軸方向を写真測量で得られた実験室座標系で記述するため に、以下の2つの平面を仮定する。

1. 検出器表面カバーフレーム上の六角形頂点が作る平面(検出器表面)

2. 結晶座標系での z = 0 となる平面 (結晶面)

これらの面は僅かに平行ではないが、ある面から他の面への点の射影を考えるときに、平行 からのずれによる影響は無視できると考える。*³

また、実際には僅かに異なるが、3 点の TARGET 位置は 1. 検出器表面上にあるものとし てまずは取り扱う。(後で補正を行う)

先ず、1. 検出器表面 で頂点 2,5 の 3 点 TARGET に対する相対位置を求める。そしてそ れらの点を結んでできる対角線とその中点を求める。図 A.6 で示した通り、検出器表面の 六角形と結晶の六角形でそれぞれ頂点 2,5 を結んだ直線とその中点は直線に垂直な方向に 平行移動した位置に現れる筈である。

次に、1. 検出器表面 上での 2. 結晶面 の対角線の中点位置を求める。これは、前項で述べ た通り検出器表面の対角線の中点から左に 1.41 mm 進んだ位置である。

さらに、1. 検出器表面 で 2. 結晶面 の原点位置と *y* 軸を求める。結晶の対角線は *y* 軸に 対し僅かに傾いてる上、対角線中点も原点からずれている。

最後に、1. で求まった結晶座標系原点位置を基に z 方向の位置補正を行う。原点位置 (即 ち結晶軸位置) は、設計上前面の球面上で結晶に最も近接している部分で、

ここからの距離により、結晶までの高さが推定できる。この値をはじめの3点の座標のz

^{*3} 2 つの座標平面が互いに角度 θ 傾いていた時に面 1 での点 x は、面 2 上で $x \cos \theta + C$ と表される。こ こで $\theta \ll 1$ のとき、 $\cos \theta = \cdot \cdot \cdot$ と書くことが出来、 θ は 2 次の項で初めて現れることから、 θ の影 響は小さいと言える。



図 A.5: 計算の手順

方向に加えて、*⁴新たな座標 L', M', N' として、同様の計算を再度行うと、結晶座標系原点の射影位置は結晶座標系原点に3次元的に一致するはずである。

そして、伝搬される誤差について議論する。

検出器表面上での結晶軸位置を求める

ここで、結晶軸に垂直な方向に切った断面図を考える。図 A.6 では、



図 A.6: 結晶軸に垂直な面で切った断面図。(1) は結晶間境界線と結晶までの距離、(2) は検出器カバーフ レームと結晶までの距離。結晶のテーパの角度が 10° であるから、図 A.3 での値に cos 10° で割って (1) は (2.65/2)/cos 10° = 1.35 mm、(2) は 4.1/cos 10° = 4.16 mm。(3) はカバーフレーム及び結晶間境界線で作 られる六角形の縦方向の対角線 (点線) と、結晶形状の六角形の対角線 (破線) との距離。(1) 及び (2) が一定 値を取る限りこの距離も一定で、(4.16 – 1.35)/2 = 1.41 mm となる。尚、それぞれの対角線の中点は上下方 向に関しては、形状の対称性から同じ位置となると思われる。

^{*4} 同様の理由で平面同士のなす角が小さい場合はどちらの z 方向を使っても得られる結果がほぼ等しく なる

このことにより、実際には結晶が存在しない検出器表面部分で考えた場合でも同じことが 言え、カバーフレームの対角線の中点の左に 1.41 mm 進んだ位置から、結晶軸方向奥に進 んだ場所に結晶の対角線の中点が存在すると言える。そして、これらの対角線は互いに平行 である。

これにより、「結晶が検出器表面まで伸びていた場合に対角線の中点となる点」が求まった。では、この中点から結晶座標系でのx = y = 0となる点、即ち結晶軸となる点を探す。 今回は簡単の為、結晶の検出器表面での仮想的な形状がz = 0でのものと同じであると仮定 する。表 A.1 の頂点 2 と 5 の値を平均し、中点の座標 (1.1661, 0.0959)を得る。

次に頂点 2, 5 が作る対角線と y 軸との傾き θ を計算する x, y の差の比を tan⁻¹ を取って、 $\theta = -0.06216$ [rad] となる。

更に、検出器表面での位置確認し易い様、対角線を y 軸、中点を原点とした座標系を考える。中点から見た原点位置は (-1.1661, -0.0959) であり、これを回転公式

$$\begin{pmatrix} x'\\y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta\\\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x\\y \end{pmatrix}$$
(A.1)

を用いて -θ 回転させると、(-1.1698, -0.0233) となった。即ち、検出器表面で、頂点 2, 5 の対角線中点から左に 1.41 mm 進んだ結晶の対角線中点位置、そしてそこから右に 1.17 mm、下に 0.02 mm 進んだところ、つまり検出器カバーフレームの頂点 2, 5 の対角線中点 から左に 0.24 mm、下に 0.02 mm の位置に結晶軸がある。

検出器表面で TARGET 位置の測定



図 A.7: 定規で測定した TARGET 位置



図 A.8: ここで解析する position1 の結晶は 2 つあ る黄色の内の上の方。

まずは、TARGET シールが検出器のどの位置に貼られているかを正確に知る必要がある。TARGET シールを貼る際には後の解析に便利なように、出来る限り六角形の角に合わせた。③の位置は、合わせるべき目標が明確で、比較的正確に貼れているが、②, ⑤は六角

形の角とは言えど、そのうち一片は検出器の内部で外からは見えず、正しい位置に貼れてい ない。(表面に貼っている青と黄色のシールは正確ではない。) そこで、②, ⑤の TARGET シール位置を隣接する結晶との境界になっている凹んでいる角を基準に定規で位置を測っ た。凹んでいる角同士を結ぶ直線を上下方向として、定規で測定した位置関係を図 A.7 に 示す。

ここで、使用した定規は目盛間隔 1 mm で、読み取り誤差は 0.2 mm と仮定する。また、 上下軸に対してなす角 θ が計算出来て、 $\theta = \tan^{-1}(\frac{1.0+0.5}{69.0-(11.6+11.2)}) \sim [rad]$ である。

検出器表面で、頂点2を原点、頂点2,5を結ぶ一時的な平面座標系を定義した場合、特 徴的な点の位置は次の表A.2のようになる。

| Point | x | y |
|------------|-------|------|
| TARGET (2) | 0.4 | 11.5 |
| TARGET ③ | -24.3 | 18.7 |
| TARGET (5) | -1.3 | 56.6 |
| 頂点 5 | 0 | 0 |
| 頂点 2 | 0 | 69.0 |
| 結晶軸中心 | 0.2 | 34.5 |

表 A.2: タイプ B 結晶 結晶座標系での頂点の (x, y) 座標。

結晶軸中心からの距離と高さの計算

結晶軸は標的位置に向いており、検出器表面は標的位置を中心とした球面である。結晶の 先端が結晶軸に対して垂直な平面で切られている場合は検出器表面の球面上で結晶軸との 交点となる位置が結晶との最近接地点である。この場所での表面と結晶の距離は図 A.7 よ り 185 – 178.2 = 6.8 mm である。前小節では検出器表面を平面として考えたが、実際には 球面なので最近接地点からの距離により、結晶までの距離が決まる。シール等の厚さが約 0.6 mm あるのでそれを差し引き、R = 177.6 mm の球面上に TARGET があるとすると、 検出器表面で平面的に見たときの結晶軸からの距離 r と、結晶との距離 d との関係は

$$d = R - \sqrt{R^2 - r^2} + 7.4 \tag{A.2}$$

となる。

そして、表 A.2 の値から、3 点の TERGET について $r \ge d$ を計算したものを表 A.3 にまとめた。

結晶面、z軸の決定

3 点の TARGET の d の違いの効果を取り込む。

まず、dの平均値 \bar{d} をとり、それとの差 (偏差)を δd とする。TARGET ②, ③, ⑤の各 δd は、それぞれ -0.27, 0.65, -0.38となる。

ここで、3 点の TARGET の実験室系座標 (x, y, z) を用いてこの3 点が作る平面の法線ベクトル (検出器の内部に向かう向き) を e_n とし、それぞれの TERGET 座標に δde_n を足し

表 A.3: TERGET の $r \ge d$

| Point | r | d |
|------------|------|------|
| TARGET (2) | 23.0 | 8.90 |
| TARGET ③ | 29.2 | 9.81 |
| TARGET (5) | 22.2 | 8.79 |

てえられる位置を②,③,⑤ とする。

 e_n が結晶の軸方向とそんなに違わなければ、②,③,⑤が作る面は精度よく結晶面と平行 になっているはずで、これの法線 $e_{n'}$ は結晶軸と同じ向き、即ち結晶座標系でのz軸と精度 よく一致する。

実験室座標系での結晶軸位置、結晶座標系原点の計算

実験室座標系である点を記述するには、実験室座標系での座標がわかっている点を用いて 表さなければならない。

検出器表面を平面的に考えた際に得た結晶軸中心位置を20, 30, 50の線形和で表記する。

そこで、再び検出器表面の平面座標に戻る。ここでの TARGET ②と TARGET ③が作る ベクトルを v_{23} : (x_{23}, y_{23}) 、TARGET ②と TARGET ⑤が作るベクトルを v_{25} : (x_{25}, y_{25}) とする。そして、TARGET ②と結晶軸中心が作るベクトルを v_{2C} : (x_{2C}, y_{2C}) とすると、 任意の定数 A, Bを用いて、

$$\boldsymbol{v}_{2C} = A \boldsymbol{v}_{23} + B \boldsymbol{v}_{25} \tag{A.3}$$

即ち、

$$\begin{pmatrix} x_{2C} \\ y_{2C} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x_{23} \\ y_{23} \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} x_{25} \\ y_{25} \end{pmatrix}$$
(A.4)

という連立方程式となる。これを解くと A, B は A = -0.0273, B = 0.514 が得られる。

これを用いて、 v_{23} , v_{25} を②,③,⑤の実験室系での3次元座標を使って表すと、検出器 表面上での結晶軸中心位置 P_{Cf} が求まる。

いま、結晶面に対する傾きを補正した②、③、⑤ の 3 点が作る面は結晶面から高さ δd の ところにあるので、結晶面での結晶軸中心、即ち結晶座標系での原点 O_C を実験室座標系で 表すには、 $O_C = P_{Cf} + \delta de_{n'}$ で求まる。

x,y 軸方向の決定

ここまでで、結晶座標系の原点位置、z軸を実験室座標系で得ることが出来た。後のx, y軸は、いずれかが求まれば、他方はz軸との外積により表現できる。ここで、結晶座標系のy軸は頂点 2, 5を結ぶ直線に対し僅かに傾いているだけで、TARGET ②と TARGET ③ が作る直線もまた検出器カバーフレームの頂点 2, 5を結ぶ直線に対し僅かに傾いているだけである。そして、zが同一の断面で切れば、結晶の頂点 2, 5を結ぶ直線と検出器カバーフレームの頂点 2, 5を結ぶ直線は同じ角度になる。このことから、TARGET ②, ⑤が作る直線から結晶座標系のy軸を求めるのが直感的にわかりやすい。

そこでまず、検出器カバーフレームの頂点 2,5 を結ぶ直線に対する TARGET ②, ⑤が作 る直線の傾き θ_F 、結晶座標系の y 軸に対する頂点 2,5 を結ぶ直線の角度 θ_C を求める。 θ_F は、図 A.7 及び表 A.2 より、 $\theta_F = \tan^{-1} \frac{-1.3-0.4}{56.6-11.5} = -0.0377$ [rad] である。 θ_C は、表 A.2 より z = 0 [mm] での頂点 2,5 の座標を用いて $\theta_C = \tan^{-1} \frac{-0.9109-3.243}{33.4637+33.272} = -0.0622$ [rad] で ある。

よって TARGET ②, ⑤が作る直線と結晶座標系の y 軸がなす角 θ_{FC} は $\theta_{FC} = \theta_F + \theta_C$ = -0.0998 [rad] である。これで、高さ補正した②, ⑤が作る直線を回転するには、②, ⑤, ⑤が作る法線である $e_{n'}$: (n_x, n_y, n_z) を回転軸として、ロドリゲスの回転行列

 $\begin{pmatrix} \cos\theta + n_x^2(1 - \cos\theta) & n_x n_y(1 - \cos\theta) - n_z \sin\theta & n_z n_x(1 - \cos\theta) + n_y \sin\theta \\ n_x n_y(1 - \cos\theta) + n_z \sin\theta & \cos\theta + n_y^2(1 - \cos\theta) & n_y n_z(1 - \cos\theta) - n_x \sin\theta \\ n_z n_x(1 - \cos\theta) - n_y \sin\theta & n_y n_z(1 - \cos\theta) + n_x \sin\theta & \cos\theta + n_z^2(1 - \cos\theta) \end{pmatrix}$ A.5)

を用いて計算することで結晶座標系の *y* 軸を実験室座標系で得ることが出来る。*z*, *y* 軸が決まったので、*x* 軸もこれらの外積から決定する。

誤差の評価

これまで、すべて TARGET ②, ③, ⑤ の 3 点の座標を使って結晶座標系を表現してきた。検出器の設計の誤差や V-STAR システムによる誤差が十分小さい場合、主な誤差は定規で測った TAGET 位置の読み取り誤差となる。そこで TARGET 3 点の誤差に起因する 各点の誤差を計算する。この 3 点の実験室系座標を P_2, P_3, P_5 とする。これらの重心 Gを決めると $G = \frac{P_2 + P_3 + P_5}{3}$ となる。

 P_i の各成分 (x_i, y_i, z_i) の誤差を $(\sigma_{xi}, \sigma_{yi}, \sigma_{zi})$ とすると、Gの誤差 σ_G は、

$$\boldsymbol{\sigma}_{G} = \left(\frac{\sqrt{\sigma_{x2}^{2} + \sigma_{x3}^{2} + \sigma_{x5}^{2}}}{3}, \frac{\sqrt{\sigma_{y2}^{2} + \sigma_{y3}^{2} + \sigma_{y5}^{2}}}{3}, \frac{\sqrt{\sigma_{z2}^{2} + \sigma_{z3}^{2} + \sigma_{z5}^{2}}}{3}\right)$$
(A.6)

となる。

次に、 P_2 , P_3 , P_5 が作る三角形の法線方向の誤差について述べる。誤差がない場合の法 線方向の単位ベクトルを e_N とする。 P_2 , P_3 , P_5 の 3 点が作る面方向に誤差を持つ場合、 e_N には影響はない。そこで、3 点のうちの 1 点 P_i が e_N 方向に δ_i の誤差を持つ場合を考 える。

図??のように点 P_i 及び点 G、Gを起点とするベクトル e_N を含む平面を用意する。 P_i と Gの距離 ($|P_i - G|$)を r_i とする。

ここで、点 P_i が e_N 方向に $+\delta$ 移動したとき (δ は r_i に比べて十分小さいとする)、Gは 3 点の重心であるので e_N 方向に $+\frac{1}{3}\delta$ 移動する。すると、 e_N の終点は ($P_i - G$) 方向に $-\frac{2\delta_i}{3r_i}$ 移動する。($P_i - G$) の方向に依らず、 e_N の終点が移動した量だけを一次元的に扱う と、 e_N が P_2 , P_3 , P_5 の e_N 方向の位置の誤差 δ_2 , δ_3 , δ_5 の影響により、 e_N に垂直な任意の 単位ベクトル $e_{N\perp}$ を用いて、 $e_N + \sigma_{eN} e_{N\perp}$ とすると、

$$\sigma_{eN} = \frac{2}{3} \sqrt{\left(\frac{\delta_2}{r_2}\right)^2 + \left(\frac{\delta_3}{r_3}\right)^2 + \left(\frac{\delta_5}{r_5}\right)^2} \tag{A.7}$$

となる。

そして、これから具体的に数値計算を行う。まず、 P_2 , P_3 , P_5 が作る平面は結晶座標系 に於ける x, y 平面とほぼ同じ向きなので、平行な面と考える。ここで、 P_2 , P_3 , P_5 の x, y方向の誤差は定規で位置を測った際の誤差が支配的であるとして、それを 3 点とも、x, y 方 向共に 0.5 mm とする。z 方向の誤差は x, y 方向の誤差に起因する式 A.7 での d の値によ る影響とする。式 A.7 での r の誤差も 0.5 mm であるとすると d の誤差 σ_d は、

$$\sigma_d = \frac{dd}{dr} \sigma_r$$
$$= \frac{2r}{\sqrt{R^2 - r^2}} \sigma_r \tag{A.8}$$

となり、これが σ_z となる。これに表 A.3 のrの値を代入すると σ_z それぞれ 0.131, 0.167, 0.126 となった。これを使って式 A.8 を計算すると、 $\sigma_{eN} = 0.00657 \text{ mm}$ となり、これはz = 99.2 mm平面*⁵で軸が 0.651 mm 振れることを意味する。

実際には原点の x, y 方向の位置不定性との和になるので、z = 9.2 mm 平面で 0.504 mm、 z = 99.2 mm 平面で 0.821 mm 振れることになる。

A.4.5 検出器の結晶座標系でのビームライン表示

ビームラインは実験室座標系での *z* 軸である。結晶座標系でビームラインを表示するに は、結晶座標系での原点位置、*x*,*y*,*z* 軸を表す単位ベクトルを実験室座標系で書いたものを 使って、実験室座標系の *z* 軸を表せばよい

具体的には、結晶座標系でのz = 0,90 mm 平面上で、実験室座標系のz軸と交差する点のx, yを求めればよい。

^{*&}lt;sup>5</sup> 3 点の TERGET から結晶表面までの距離の平均 9.2 mm + 結晶の長さ 90 mm。

付録 B

ガンマ線相互作用の種類

γ線と物質の相互作用として主要なものは、「光電効果」、「コンプトン散乱」、「電子対生 成」である。他の相互作用にレイリー散乱などガンマ線が自身のエネルギーを失わない、或 いは非常に相互作用断面積が小さいものがあるが、それらについては省略する。

B.1 光電効果

ガンマ線 (光子) が物質原子と相互作用し完全に消滅する。ガンマ線のエネルギーは物質 原子の電離と、それにより生じた光電子 (photoelectron) への運動エネルギー付与に使用さ れる。光電吸収とも言う。

B.2 コンプトン散乱

ガンマ線と物質中の1個の電子との間に生ずる相互作用である。ガンマ線のエネルギー の一部が電子に付与され、電子は運動エネルギーを得、反跳 (recoil) される。この時ガンマ 線は図 B.1 で示すように当初の入射方向に対し角度θ方向へと進行方向を変える。



図 B.1: コンプトン散乱の模式図

この時、入射ガンマ線のエネルギー E_{γ} と散乱角度 θ 、散乱後のガンマ線エネルギー E'_{γ} との間にはエネルギー保存則 (B.1) 及び運動量保存則 (B.2), (B.3) を用いることで (B.4) の関係が得られる。

$$E_{\gamma} + m_e c^2 = E_{\gamma}' + \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4}$$
(B.1)

$$\frac{E_{\gamma}}{c} = \frac{E_{\gamma}'}{c}\cos\theta + p_e\cos\phi \tag{B.2}$$

$$0 = \frac{E'_{\gamma}}{c}\sin\theta - p_e\sin\phi \tag{B.3}$$

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \tag{B.4}$$

ここで、 m_e は電子質量である。また、電子の反跳角度 ϕ は文献 ^[21] より

$$\tan\phi = \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E_\gamma} \cot\frac{\theta}{2} \tag{B.5}$$

である。また散乱角度の微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は次のクライン・仁科の式 (Klein Nishina formula) で表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left\{ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right\}^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)\{1 + \alpha(1 - \cos\theta)\}} \right]$$
(B.6)

ここで $\alpha \simeq \frac{h\nu}{m_ec^2}$ 、 r_e は古典的電子半径である。

B.3 電子対生成

主に原子核近傍の強電場中でガンマ線が電子と陽電子の対に変化する相互作用である。 ガンマ線エネルギーが電子質量 (511 keV) の2倍以上の場合に限り起こる。ガンマ線のエ ネルギーから 1022 keV を引いた残りのエネルギーが電子と陽電子に付与される。陽電子は 減速し熱振動程度のエネルギーまで低下すると近くにある電子と結合して消滅し、511 keV の消滅ガンマ線を2本放出する。この2本は運動量保存から互いに 180 度方向となる。

付録 C

一般的な Ge 半導体検出器

ガンマ線計測に於いて現在実用的な検出器として最高の エネルギー分解能が得られるのが Ge 半導体検出器である。 そもそも、半導体検出器は放射線計測に於いて他の検出器 に対し圧倒的にエネルギー分解能が良い。半導体検出器に 於いてエネルギーは誘起される電子正孔対の数で計測され る。あるエネルギーに対し、より多くの電子正孔対を誘起 する検出器の方が電子や光子の個数の統計的不定性が小さ くなり、エネルギー分解能が向上する。気体検出器も同様 に誘起されたイオンの数で計測が行われるが、気体検出器 ではイオン対を生成するのに約 30 eV を要するのに対し、 Ge 半導体検出器が電子正孔対を約 2.96 eV で生成できる。 [5]



図 C.1: 一般的な同軸型 Ge 検出器 の結晶部分

半導体検出器は Ge だけでなく Si 等他の種類もあり、実用化されている。だが、ガンマ 線計測に用いられるのは殆ど Ge のみである。半導体検出器は電圧を印加することで空乏層 を生成し、空乏層中で放射線相互作用が起こるとその際に電離された電子を捕集することが 出来る。通常空乏層は 3 mm 以上にしようとすると絶縁破壊され、それ以上は大きくなら ない。^[5] 即ち厚さ 3 mm 程度の検出器しか作れないのである。ガンマ線は 3 mm 程度しか ない検出器なら殆どが透過し、検出できる割合はごく僅かとなる。

しかし Ge では正味の不純物濃度を 1/10¹² 程度以下に抑えることにより空乏層を大きく することが出来る技術が確立された。これにより、Ge ではガンマ線計測に十分な厚さが得 られるようになった。

高純度とはいえ、僅かに残った不純物により半導体としての電気特性が変化し、不純物が アクセプタ (正孔を提供する 3 価の原子) なら p 型、ドナー (自由電子を提供する 5 価の原 子) なら n 型となる。

C.1 Ge 検出器の形態

Ge 検出器の形態としてはプレナ型と同軸型がある。

プレナ型は円形の Ge 板の両面に電極が取り付けられている構造である。これの特徴は検 出器内の電場が比較的均一で不感領域が少ないが、厚さは 3 cm 程度が最大となる。 同軸型は同軸状の Ge 結晶の内側と外側に電極が配置される構造である。同軸型では軸 方向に長く作ることが出来るのでプレナ型より有感体積をずっと大きくすることが出来る。 殆どのものは実際には真の同軸ではなく、終端を丸めたクローズエンド型同軸になってい る。このため結晶内の電場が不均一になるほか、中心軸の内側が不感領域になるという欠点 もある。

C.2 検出器の冷却

Ge 検出器は通常、液体窒素で冷却して使う。理由は、バンドギャップが 0.7 eV と小さ く、室温では熱による漏れ電流が大きいからである。漏れ電流はエネルギー分解能低下の原 因となる。液体窒素温度程度まで下げることにより、これはほぼ問題なくなる。

また、Ge 検出器は低温でない状態で決して電圧を掛けてはいけない。室温で高電圧を掛けた場合、漏れ電流が大量に流れ、前置増幅器の入段 FET を破壊することになる。FET は 大抵冷却の為、低温槽内にあることが多く、交換には高額の修理費が必要となる。

特に検出器デュワー内の液体窒素の枯渇には細心の注意を払う必要がある。

C.3 Ge 検出器の動作原理と出力信号

p型のGeとn型のGeを接触(p-n接合)させるとその境界面を通り抜けてp型からは 正孔、n型からは電子が拡散してゆく。そして接触境界近傍では電子と正孔の再結合が起こ り、電子や正孔が少ない領域が生ずる。これが空乏層である。

更に外部から p 型側 (陽極、Anode) に負、n 型側 (陰極、Cathode) に正の電圧 (逆バイアス) を掛けることで空乏層を拡げることが出来る。

自由電子が陰極、正孔が陽極に集まってしまい、自由電子や正孔が全然ない領域が拡がる からである。十分高い電圧を掛ければ、結晶全体を空乏層化することが出来る。

この空乏層の中でガンマ線が相互作用により電子を電離したり、或いはガンマ線のエネル ギーを受けとった高速電子により他の電子が電離される。

この時に同数の正孔も生成され、生じた電子正孔対は電場により両極へと掃引される。電 極では電子及び正孔の移動の際にその動きが電流として信号出力される。電流の時間積分 値は電荷量 Q であり、電荷 Q はガンマ線相互作用の結果生じた電子正孔対の数に比例する。

電子正孔対を作るのに必要なエネルギー、即ち Ge 結晶中で電子を電離するのに必要なエ ネルギーは約3 eV で、ガンマ線が Ge 中である電子に運動エネルギーを与え、その電子が 他の電子を電離しながら減速することで、結果的にガンマ線が Ge 内で失ったエネルギーに 比例する個数の電子正孔対が生成される。即ち、検出器から出力される電荷信号 Q がガン マ線のエネルギーに対応する。

また、電子正孔対が移動している間の電荷 Q(t) を観測することで、電子正孔対の発生位 置をある程度推定することが出来る。図 C.2 ではプレナ型検出器での電子正孔対の発生位 置とその時の Q(t) を示している。

電子と正孔は移動速度が違い、液体窒素温度である 77 K 下では正孔の方が少し速い。移 動速度は *Q*(*t*) - *t* グラフ上で傾きとして現れる。

初め電子正孔対が生成されてすぐは、電子、正孔共に移動している。この時、電子の移動



図 C.2: 電極に誘起される電荷量の時間変化^[5]

と正孔の移動の和となる傾きが作られる。そのあと電子或いは正孔の一方が電極に到達し、 捕集される。ここからは電子と正孔のまだ捕集されていない方のみが移動し続け、その移動 速度の傾きが現れる。ここの傾きにより、どちらが先に捕集されたか判明する。

移動速度が異なるので一概にそうとは言えないが、電子が先に捕集されれば陽極、正孔が 先なら陰極近傍で電子正孔対の発生した、即ちガンマ線相互作用が生じたと判断することが 出来る。

参考文献

- [1] C. Thibault *et al.*, Phys. Rev. C **12**, 644 (1975)
- [2] K. Wimmer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 252501 (2010)
- [3] E. Ideguchi et al., Phys. Rev. Lett. 87, 222501 (2001)
- [4] 米国国立標準技術研究所(National Institute of Standards and Technology, NIST) 光子断面積データベース "XCOM"(https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-crosssections-database)
- [5] Glenn F. Knoll 著・神野郁夫 ほか協訳 「放射線計測ハンドブック」 オーム社 (2013)
- [6] H. Utsunomiya *et al*, Nucl. Phys. News, **25**, 3, 25 (2015)
- [7] 藤原守, SPring-8/SACLA 利用者情報, 5, 266 (2000)
- [8] Zhong He, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 463, 250 (2001)
- [9] GRETINA Newsletter 12 (2017)
- [10] S.Paschalis et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 709, 44 (2013)
- [11] V.S.Prasher et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 846, 50 (2016)
- [12] タイトル不明 (調査中)
- [13] S. Shimoura, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 525, 188 (2004)
- [14] "ESTAR", NIST:電子の阻止能と飛程表 (https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html)
- [15] 杉本健三 村岡光男 共著「原子核物理学」共立出版 (1988)
- [16] G.J. Schmid et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 430, 69 (1999)
- [17] I.Y. Lee and J. Simpson, Nucl. Phys. News, **20**, 4, 23 (2010)
- [18] T.T. Pham et al., CNS Annual Report, to be publised
- [19] Gretina Radiall Box (2010) (http://www-eng.lbl.gov/~thorsten/gretina/ infrastructure/radiall_box/Radiall_Box_V0.11.pdf)
- [20] Dorin N. Poenaru et al., "Experimental Techniques in Nuclear Physics" (1997)
- [21] 八木浩輔 著「原子核物理学」朝倉書店 (1971)

謝辞

本論文を作成するにあたり、御指導を頂いた指導教員の青井考教授に心より感謝致します。 また、国内におけるガンマ線トラッキング検出器の開発の先駆者として、多くの知識や示 唆を頂戴したしました山本康嵩氏に深く感謝致します。NewSUBARU での実験では特に協 力頂いた井手口栄治准教授、M. Kumar Raju 研究員、Hoang Thi Ha さん、Tung Thanh Pham 君をはじめとする共同実験者の方々にもあわせて感謝いたします。また、写真測量用 のカメラシステムを貸して下さった理研の大津秀暁研究員には深く感謝致します。